

SVEN FRITZLER

UNTERSUCHUNG VON CHANNELING-STRABLUNG  
BEI HOHEN LADUNGSDICHTEN AM PHOTO-INJEKTOR  
DES FERMI NATIONAL ACCELERATOR LABORATORY

DIPLOMARBEIT

JULI 2000

UNTERSUCHUNG VON CHANNELING–STRAHLUNG  
BEI HOHEN LADUNGSDICHTEN  
AM PHOTO–INJEKTOR DES  
FERMI NATIONAL ACCELERATOR LABORATORY

Sven Fritzer

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik,  
Technische Universität Darmstadt,

Juli 2000

*Tempora mutantur, nos et mutamur in illis.*

## Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde Channeling-Strahlung am Photo-Injektor des Fermi National Accelerator Laboratory als mögliche Anwendung zur Plasmabeschleunigung von Elektronen in Kristallen untersucht. Der gepulste Elektronenstrahl einer Energie von  $17 \pm 0.1$  MeV, einer normierten Emittanz  $\epsilon_{y,n} = 3.7 \pm 0.2 \pi$  mm mrad und einer Ladung von bis zu 12 nC pro 7.1 ps langen Paketen erlaubte es, Channeling bei der für die Plasmabeschleunigung vorausgesetzten hohen Ladungsdichte in einem  $20 \mu\text{m}$  dicken Siliziumkristall nachzuweisen.

Der experimentelle Aufbau wurde mit einem Kristallhalter aus Edelstahl und einem auf zwei Drehachsen beweglichen Goniometer erstellt. Als Detektor wurde erstmals eine rauscharme 'Slow Scan' CCD-Kamera eingesetzt, der zur Energieauflösung ein Ross-Filter vorangestellt wurde. Darüber hinaus waren Strahlführungsrechnungen zur Optimierung des Photo-Injektors, Laue-Aufnahmen zur Orientierung des Kristalls und Berechnungen der Abbildungseigenschaften des Detektors notwendig.

Im Experiment wurde bei einer im Vergleich zu früheren Messungen um zwei Größenordnungen höheren Ladungsdichte des Elektronenstrahls von  $(1.1 \pm 0.06) \cdot 10^{10}$  e<sup>-</sup>/bunch in der (010)-Ebene eine Linienenergie mit  $25 \pm 0.5$  keV und eine Photonenausbeute von  $(4.2 \pm 0.8) \cdot 10^6$  ph/bunch nachgewiesen. Damit ist der bekannte lineare Zusammenhang der Photonenausbeute zur Elektronenstrahldichte auch bei diesen Ladungsdichten für Channeling demonstriert worden, was in hervorragender Übereinstimmung mit der Extrapolation der gängigen Theorie steht. Widersprüchlich zu früheren Messungen ist allerdings die Tatsache, dass keine Zerstörung des Siliziumkristalls beobachtet wurde.

Als limitierende Faktoren für die Präzision und weiterführende Untersuchungen zeigten sich die Strahlinstabilität und der Dunkelstrom des Photo-Injektors.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Prinzip der Plasmabeschleunigung . . . . .	4
2.1.1	Beschleunigungsfelder . . . . .	4
2.1.2	Konzepte für Plasmabeschleuniger . . . . .	6
2.2	Prinzip des Channeling . . . . .	7
2.2.1	Kristallpotential . . . . .	8
2.2.2	Kritischer Winkel . . . . .	8
2.2.3	Aufstreuunginkel . . . . .	10
2.2.4	Linienenergie . . . . .	10
2.2.5	Intensität . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>16</b>
3.1	Photo-Injektor . . . . .	16
3.1.1	Layout des Beschleunigers . . . . .	16
3.1.2	Strahlparameter . . . . .	18
3.2	Experimentierplatz . . . . .	19
3.2.1	Kristall . . . . .	21
3.2.2	Kristallhalter . . . . .	22
3.2.3	Goniometer . . . . .	23
3.2.4	Detektorsystem AberX . . . . .	24

<b>4</b>	<b>Vorbereitung und Durchführung des Experiments</b>	<b>30</b>
4.1	Laue–Aufnahmen . . . . .	30
4.2	Justage des Aufbaus . . . . .	31
4.3	Strahlführungsrechnungen . . . . .	32
4.4	Scan des Si–Kristalls . . . . .	33
<b>5</b>	<b>Auswertung des Experiments</b>	<b>36</b>
5.1	Ergebnisse . . . . .	36
5.1.1	Energiespektrum . . . . .	36
5.1.2	Gesamtintensität . . . . .	38
5.2	Diskussion . . . . .	40
5.2.1	Instabilität des Strahls . . . . .	40
5.2.2	Einfluss des Dunkelstroms . . . . .	41
5.2.3	Apparative Lösungsansätze . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>43</b>
<b>A</b>	<b>Technische Zeichnung des Photo–Injektors</b>	<b>45</b>
<b>B</b>	<b>Blockschaltbild der Datenaufnahme</b>	<b>46</b>
<b>C</b>	<b>Angaben für Strahleinstellung</b>	<b>47</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzip der Plasmabeschleunigung . . . . .	7
2.2	Prinzip des Channeling . . . . .	9
2.3	Schematische Darstellung der Übergänge im Kristallpotential . . . . .	12
2.4	Photonenausbeute der Channeling–Strahlung als Funktion der Ladungsdichte . . . . .	14
3.1	Schematische Übersicht des Photo–Injektors am FNAL . . . . .	17
3.2	Schematische Darstellung der Zeitstruktur des Elektronenstrahls . . . . .	18
3.3	Schematische Übersicht des Experimentierplatzes . . . . .	20
3.4	Kristallhalter mit befestigtem Si–Kristall . . . . .	23
3.5	Prinzip des Goniometers . . . . .	24
3.6	Schematische Darstellung von AberX . . . . .	26
3.7	Prinzip des Ross–Filters . . . . .	27
4.1	Laue–Aufnahme des Si–Kristalls in $\langle 100 \rangle$ –Richtung . . . . .	31
4.2	Berechnete Strahlenveloppen . . . . .	32
4.3	Ebenen des Si–Kristalls . . . . .	33
4.4	Scan des Si–Kristalls . . . . .	34
5.1	Bremsstrahlungsspektrum . . . . .	37
5.2	Channeling–Spektrum der (010)–Ebene . . . . .	38
5.3	Photonenausbeute der Channeling–Strahlung der (010)–Ebene . . . . .	39
A.1	Technische Zeichnung des Photo–Injektors . . . . .	45
B.1	Blockschaltbild der Datenaufnahme . . . . .	46

# Tabellenverzeichnis

2.1	Vergleich möglicher Beschleunigungsfelder . . . . .	5
3.1	Experimentell erreichte Strahlparameter . . . . .	19
3.2	Eigenschaften des verwendeten Si-Kristalls . . . . .	22
3.3	Goniometerparameter . . . . .	23
3.4	Absorptionsparameter für AberX . . . . .	28
C.1	Strahleinstellung des Photo-Injektors . . . . .	47

# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Die Untersuchung von Elementarteilchen und ihren Wechselwirkungen ist die zentrale Aufgabenstellung der Hochenergiephysik. Da neben der Erforschung der subatomaren Struktur auch Tests von Theorien angestrebt werden, die auf eine Vereinheitlichung sämtlicher Wechselwirkungen hinarbeiten, werden zukünftig immer höhere Energien bis zum Planck'schen Limit von  $10^{28}$  eV benötigt [1]. Damit ist die effektive Teilchenbeschleunigung eine zwingende Voraussetzung dieser Experimente.

Allerdings sind den heutigen Beschleunigern technologische Grenzen gesetzt, wie das Beispiel der supraleitenden HF-Strukturen (Hochfrequenz-Strukturen) zeigt. Deren Beschleunigungsfeld ist durch die Stärke des Magnetfeldes, bei der die Supraleitung zusammenbricht, auf 55 MV/m limitiert, so dass eine Steigerung der Energie eine Vergrößerung des Beschleunigers erfordert, wie es u.a. die Planungen von TESLA (TeV Superconducting Linear Accelerator, Deutschland) vorsehen [2]. Da aber auch dieser Ausweg aus Dimensionsgründen begrenzt ist, wird die Entwicklung einer neuen Beschleunigungsmethode mit höheren Feldgradienten erforderlich.

Einen potentiellen Ansatz hierfür bietet die Beschleunigung von Elektronen in einem Plasma, da dies derzeit die einzige Möglichkeit darstellt, elektrische Felder mehrerer GV/cm zu erreichen. Bei dieser Methode werden die Elektronen in einem Gas oder Festkörper aus ihrer Ruhelage mit den Ionenrümpfen ausgelenkt, wodurch kohärente longitudinale Plasmawellen angeregt werden [3]. Wenn ein Elektron in diese phasengleich eingeschossen wird, kann eine im Vergleich zu den HF-Strukturen um bis zu  $10^5$ -mal größere Beschleunigung erzielt werden [4].

Dieses Prinzip der Plasmabeschleunigung wurde in Gasen während der letzten Jahre erfolgreich in zahlreichen Experimenten demonstriert. So sind durch Terawatt-Laser Plasmawellen erzeugt worden, die von außen eingekoppelte Elektronen mit Feldern von bis zu 0.5 GV/cm beschleunigten [5-12]. Zum gleichen Ergebnis führte ein gepulster Elektronenstrahl hoher Ladungsdichte, wobei die Elektronen ihr eigenes beschleunigendes Plasma mit Feldern von 0.01 GV/cm auslösten [13-18].

Der Nachteil dieser beiden Varianten ist allerdings die starke Aufstreuung des beschleunigten Elektronenstrahls durch die statistische Verteilung der Gasatome. Da-

durch erfüllt er nicht mehr die jetzigen experimentellen Anforderungen im Hinblick auf Stabilität, Emittanz, Luminosität und Energieunschärfe [19].

Zur Lösung dieser Schwierigkeit wurde der Übergang zu Kristallen als Trägern der Plasmawelle vorgeschlagen, weil dann auf Grund der Gitterstruktur definierte Streuzentren vorliegen. Diese werden u.a. beim Effekt des 'Channeling' ausgenutzt, wobei hochenergetische Elektronen Kristalle entlang einer Achse oder Ebene durch Bindung an deren Potential besser durchdringen können, als unter einer zufälligen Richtung, was über die dabei emittierte Channeling-Strahlung nachgewiesen wird [20, 21]. Um nun die Strahleigenschaften bei der Plasmabeschleunigung zu verbessern, sorgt beim Konzept des 'Crystal Channel Colliders' ein Festkörperplasma für die Beschleunigung, während Channeling die Elektronen geordnet und somit kaum aufgestreut durch den Kristall führt [22].

Die experimentelle Realisierung dieses Konzepts sieht zuerst vor, dass ein Elektronenpaket sein eigenes Plasma im Kristall zündet und aufrecht erhält. Dabei skaliert das Beschleunigungsfeld mit der Ladungsdichte des Elektronenpakets [23, 24], so dass diese für eine effektive Beschleunigung möglichst hoch sein muss. Da heute die höchsten Ladungsdichten mit bis zu  $10^{11}$   $e^-$ /bunch von Photo-Injektoren erzielt werden [25], kommen ausschließlich solche für Untersuchungen zum Crystal Channel Collider in Frage.

Zusätzlich muss bei den hohen Ladungsdichten auch Channeling vorliegen. Am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC (Superconducting Darmstadt Linear Accelerator, Deutschland) wurde dies experimentell allerdings nur bis zu  $10^5$   $e^-$ /bunch systematisch untersucht [21]. Die dabei nachgewiesene Linearität zwischen Elektronenstrahldichte und Photonenausbeute konnte zu einer Messung bei  $10^8$   $e^-$ /bunch am Mark III des SLAC (Stanford Linear Accelerator, USA) extrapoliert werden [26]. Ob Channeling aber auch bei den Ladungsdichten eines Photo-Injektors vorliegt, ist experimentell und theoretisch unbeantwortet.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist damit, in einer Zusammenarbeit mit dem FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory, USA) Channeling-Strahlung bei höchsten Ladungsdichten an deren Photo-Injektor [27] nachzuweisen und dabei die Photonenausbeute zu bestimmen. Ausgehend von diesen Ergebnissen kann dann eine Aussage über die physikalische Realisierung des Crystal Channel Colliders getroffen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu am FNAL ein neuer Channeling-Experimentierplatz konzipiert und installiert. Dabei wurden der Elektronenstrahl des sich noch in der Testphase befindlichen Photo-Injektors durch Strahlführungsrechnungen simuliert und für die Anforderungen des Channeling optimiert. Wegen der Platzlimitierungen am Messplatz mussten ferner sowohl der Kristallhalter als auch das Goniometer zur online Änderung der Kristallorientierung neu entwickelt und aufgebaut werden. Darüber

hinaus war es erforderlich, einen speziellen Detektor einzusetzen, der den aus früheren Messungen extrapolierten hohen Photonenfluss spektral auflösen kann. Mit dem dann abschließend durchgeführten Experiment war die Beantwortung der Frage nach dem Zusammenhang zwischen Elektronenstrahldichte und Photonenausbeute möglich.

Das folgende Kapitel stellt zunächst die Grundlagen der Plasmabeschleunigung und der Channeling-Strahlung für Elektronen vor. Kapitel 3 beschreibt den Photo-Injektor und den experimentellen Aufbau im Detail. Die Vorbereitung und Durchführung des Experiments werden in Kapitel 4 dargestellt, während in Kapitel 5 dessen Ergebnisse analysiert werden. Die daraus erzielten Erkenntnisse werden in Kapitel 6 zusammengefasst und geben abschließend Anlass für Vorschläge zu weiterführenden Experimenten.

## Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird eingangs das Prinzip der Plasmabeschleunigung vorgestellt. Dazu werden dessen Beschleunigungsfelder bestimmt und verschiedene experimentelle Konzepte skizziert. Da beim Crystal Channel Collider die Plasmabeschleunigung mit dem Effekt des Channeling verbunden ist, werden im Anschluss dessen Grundzüge für Elektronen charakterisiert und die Anforderungen für das im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführte Experiment erläutert.

## 2.1 Prinzip der Plasmabeschleunigung

Das Plasma ist ein gasförmiges Gemisch aus freien Elektronen und Ionen. Falls aber die Elektronen lediglich aus ihrer Ruhelage ausgelenkt werden, kommt es zu kohärenten longitudinalen Plasmaschwingungen [3]. Diese Form des Plasmas ist dann in der Lage, Wellen mit großen Amplituden und Phasengeschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit  $c$  aufrecht zu erhalten [28], was sie damit zur Beschleunigung von Elektronen äußerst interessant macht.

Im Folgenden soll zunächst eine einfache Abschätzung der maximal zu erhaltenden Beschleunigungsfelder durchgeführt werden. Die diversen Möglichkeiten, solch ein Plasma experimentell zu erreichen, werden anschließend geschildert.

### 2.1.1 Beschleunigungsfelder

Das elektrische Feld einer Plasmawelle wird angesetzt als

$$E_z = E_{max} \sin \left[ \omega_p \left( \frac{z}{v_p} - t \right) \right], \quad (2.1)$$

wenn  $z$  die Richtung der Propagation in der Zeit  $t$  angibt. Unter der Annahme, dass für die Phasengeschwindigkeit  $v_p \simeq c$  gilt und die Plasmafrequenz gegeben ist durch  $\omega_p^2 = n_0 e^2 / \epsilon_0 m_e$ , mit  $n_0$  gleich der Anzahl der Ladungsträger des Mediums,  $e$  der

**Tab. 2.1:** Vergleich möglicher Beschleunigungsfelder.

	Ladungsdichte $n_0$ [cm <sup>-3</sup> ]	Beschleunigungsfeld $E_{max}$ [GV/cm]
HF-Strukturen	-	0,00055
Gasplasma	10 <sup>18</sup>	1
Festkörperplasma	10 <sup>22</sup>	100

Elementarladung,  $m_e$  der Elektronenmasse und  $\epsilon_0$  der Dielektrizitätskonstante des Vakuums, lässt sich das maximale Feld aus der Poisson'schen Gleichung

$$\nabla \cdot \underline{E} = \frac{e n_0}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

schreiben als

$$E_{max} = \frac{e n_0 c}{\epsilon_0 \omega_p}, \quad (2.3)$$

wenn sämtliche Elektronen  $n_0$  mit der Wellenzahl  $k_p = \omega_p/c$  oszillieren. Damit ergibt sich für das maximale Beschleunigungsfeld

$$E_{max} \approx 0,97 \sqrt{n_0} \text{ V/cm}, \quad (2.4)$$

das demnach mit der Wurzel der Ladungsdichte des Mediums skaliert. Tabelle 2.1 gibt hierfür einen Vergleich dieser sogenannten CWF's (Cold Wavebreaking Field) zu den HF-Strukturen an. Da allerdings die Annahme, dass sämtliche Elektronen  $n_0$  im Medium zur Plasmawelle beitragen, nicht unbedingt erfüllt ist, sollte Gl. (2.4) lediglich als Skalierungsgesetz angesehen werden. Ferner ist diese Abschätzung unabhängig davon, auf welche Weise das Plasma erzeugt wird. Weil aber beim Konzept des Crystal Channel Colliders ein Elektronenstrahl sein eigenes beschleunigendes Plasma zündet, sollen im Folgenden diese beiden Aspekte mit berücksichtigt und das so erreichbare Beschleunigungsfeld angegeben werden.

Durch eine Elektronenstrahldichte  $n \leq n_0$  wird im Medium eine zu  $n$  proportionale Plasmadichte erzielt. Damit skaliert das elektrische Feld  $E_z$  in Propagationsrichtung des Strahls mit der Wurzel dieser Ladungsdichte und die Plasmawellenlänge  $\lambda_p$  mit dessen reziproker Wurzel. Ferner soll zur Steigerung des Beschleunigungsfeldes vereinfachend angenommen werden, dass die Pulslänge des Elektronenpakets  $\sigma_z$  gleich  $\lambda_p$  entspricht und die gesamte Ladung im Volumen  $\sigma_z^3$  enthalten ist. Da die Elektronenstrahldichte proportional zu  $n$  ist, wird die Gesamtladung  $Q$  ebenso proportional zur reziproken

Wurzel von  $n$ . Damit weist der Ausdruck  $Q/\sigma_z^2$  die gleiche Skalierung auf wie  $E_z$  und es kann somit für das Beschleunigungsfeld in Propagationsrichtung

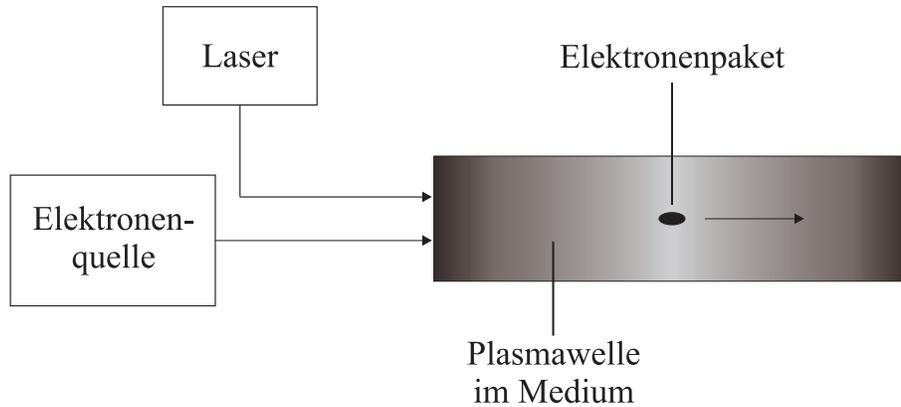
$$E_z \sim \frac{Q}{\sigma_z^2} \quad (2.5)$$

geschrieben werden. Für ein effektives Beschleunigungsfeld muss demnach die Ladung  $Q$  des Elektronenpakets so hoch wie möglich sein, während die Pulslänge  $\sigma_z$  minimal ist. Somit legen die Eigenschaften des Elektronenstrahls die Beschleunigungsfelder fest, während die Ladungsdichte des Mediums lediglich die Plasmadichte und damit das Beschleunigungsfeld limitiert [24].

### 2.1.2 Konzepte für Plasmabeschleuniger

Da das Plasma entweder mit einem Laser oder einem Elektronenstrahl erzeugt werden kann, unterscheidet man verschiedene Konzepte der Plasmabeschleuniger. Diese sollen jetzt skizziert und durch Abb. 2.1 veranschaulicht werden. Eine ausführliche Diskussion liegt in [28] vor.

- *LWFA (Laser Wakefield Accelerator)*  
Beim LWFA regt ein einzelner Laserpuls mit einer Intensität von ca.  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> eine Gasplasmawelle an, während phasengleich Elektronen eingekoppelt werden. Zur Maximierung von  $E_z$  muss die Laserpulslänge  $\sigma_{z,L} \leq \lambda_p$  sein, was eine Laserpulsdauer unter 1 ps erfordert [10-12].
- *PBWA (Plasma Beat Wave Accelerator)*  
Auf Grund dieser hohen Anforderungen an die Intensität und die Pulsdauer des Lasers wird alternativ das Prinzip des PBWA verfolgt. Hier regen zwei längere Laserpulse mit einer Intensität von  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> eine resonante Plasmawelle an, wobei die Differenz ihrer Frequenzen  $\omega_1 - \omega_2 = \omega_p$  gerade der Plasmafrequenz des gewählten Mediums entsprechen muss. In diese Welle wird der Elektronenstrahl eingekoppelt [7-9].
- *PWFA (Plasma Wakefield Accelerator)*  
Das Plasma kann aber nicht nur durch einen Laser, sondern auch wie beim PWFA durch einen gepulsten Elektronenstrahl ausgelöst werden. Dabei lösen die ersten Elektronen im Paket eine Plasmawelle aus, mit der der hintere Teil beschleunigt wird. Da im Gegensatz zu den Abschätzungen für Gl. (2.5) präzisere Rechnung von einem zylinderförmigen Elektronenpaket ausgehen, müssen als zusätzliche Bedingungen für die Pulslänge  $\sigma_z < 2/k_p$  und den Strahlfleckradius  $\sigma_r < 1/k_p$  erfüllt werden [13-18].



**Abb. 2.1:** Prinzip der Plasmabeschleunigung.

Ein Laserstrahl hoher Intensität oder ein Elektronenpaket hoher Ladungsdichte regt eine Plasmawelle an, hier dargestellt durch den Grauverlauf. Durch das so auftretende elektrische Feld werden von außen eingekoppelte Elektronen oder die des Elektronenpakets beschleunigt.

Nach obiger Darstellung wird das derzeitige Konzept des Crystal Channel Colliders als PWFA bezeichnet. Der Elektronenstrahl soll dabei eine Plasmawelle zünden und durch Channeling geordnet entlang den Achsen oder Ebenen des Kristalls geführt werden. Dieses Phänomen wird im nächsten Abschnitt erläutert.

## 2.2 Prinzip des Channeling

Die Tatsache, dass hochenergetische Elektronen entlang einer Achse oder Ebene in einen Kristall tiefer eindringen können als unter zufälligen Richtungen, wurde bereits 1912 von Stark prognostiziert [29]. Dieser Effekt ist als Channeling bekannt und demnach werden die beiden Varianten als axiales bzw. planares Channeling bezeichnet. Da in einem Kristall eine diskrete räumliche Translationssymmetrie bezüglich der Gitteratome vorliegt, kann, klassisch gesprochen, dieser Effekt als eine Vielzahl peripherer und korrelierter Streuungen bezeichnet werden, die die Elektronen durch den Kristall leiten [30-32]. Dies wird mittels der bei den Übergängen der Elektronen im periodischen Kristallpotential emittierten Photonen im keV-Bereich nachgewiesen. Abbildung 2.2 veranschaulicht das Prinzip nochmals.

Wegen der Fülle der bis jetzt angefertigten Arbeiten [33-38] sollen an dieser Stelle nur die wesentlichen Züge des Channeling für Elektronen beschrieben und deren Bedeutung für das Experiment verdeutlicht werden.

### 2.2.1 Kristallpotential

Bei ihrer Bewegung durch den Kristall wechselwirken die Elektronen mit sämtlichen Gitteratomen, was im Rahmen der Channeling–Theorie mit dem Kontinuumpotential des Kristalls

$$U(y) = \frac{1}{d_a} \int_{-\infty}^{+\infty} V(y, z) dz \quad (2.6)$$

beschrieben werden kann. Hier ist  $y$  der Abstand der Strahlelektronen von der Gitteratomreihe,  $d_a$  der Abstand der Atome innerhalb dieser Reihe und  $V(y, z)$  das Potential zwischen den Strahlelektronen und den Gitteratomen. Die maximale Potentialtiefe für planares und axiales Channeling bestimmt sich dann zu

$$U_{max}^{pl} = \frac{2 \pi Z_T e^2 N d_p C_a}{4 \pi \epsilon_0} \quad \text{und} \quad (2.7)$$

$$U_{max}^{ax} = \frac{2 Z_T e^2}{4 \pi \epsilon_0 d_a}, \quad (2.8)$$

wobei  $Z_T$  die Ordnungszahl des Kristalls,  $N$  die Anzahl der Atome pro Einheitsvolumen,  $C_a$  die charakteristische Länge in der Thomas–Fermi–Theorie der Atompotentiale und  $d_p$  den Abstand der Kristallebenen bezeichnen [33].

Für eine gebundene Bewegung der Elektronen muss demnach der transversale Anteil ihrer kinetischen Energie  $E_{kin,T}$  kleiner sein als die maximale Kristallpotentialtiefe  $U_{max}$  der Achse oder Ebene. Damit wird ersichtlich, dass Channeling nur unter einer bestimmten Orientierung des Kristalls zur Elektronenstrahlachse möglich ist.

### 2.2.2 Kritischer Winkel

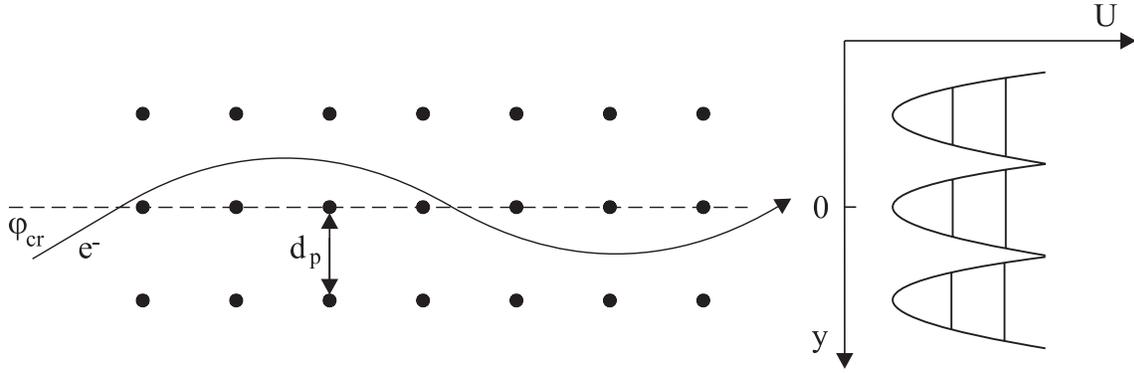
Um die Elektronen im Kristall führen zu können, muss für ihre transversale kinetische Energie

$$E_{kin,T} < U_{max} \quad (2.9)$$

gelten. Da die Kristallpotentialtiefe im eV–Bereich liegt, kann nun nichtrelativistisch

$$E_{kin,T} = \frac{p_T^2}{2 m_e} = \frac{p^2 \sin^2 \varphi}{2 m_e} \approx \frac{1}{2} \underline{p} \underline{v} \varphi^2 \quad (2.10)$$

angesetzt werden, wobei  $\underline{v}$  die Geschwindigkeit der Elektronen,  $p_T$  der Transversalanteil ihres Impulses  $\underline{p}$  und  $\varphi$  der nun kleine Winkel zwischen Elektronenstrahl- und



**Abb. 2.2:** Prinzip des Channeling.

Die unter dem kritischen Winkel  $\varphi_{cr}$  in den Kristall eingeschossenen Elektronen werden im Potential des Kristalls gebunden und oszillieren, klassisch betrachtet, um die Achsen oder Ebenen. Quantenmechanisch nehmen sie im Kristallpotential diskrete Niveaus ein.

Kristallachse, bzw. Kristallebene ist. Daraus folgt ein maximaler Einschusswinkel für Channeling im planaren und axialen Fall von

$$\varphi_{cr}^{pl} = \sqrt{\frac{2 \pi Z_T e^2 N d_p C_a}{4 \pi \epsilon_0 E_{kin}}} \quad \text{und} \quad (2.11)$$

$$\varphi_{cr}^{ax} = \sqrt{\frac{2 Z_T e^2}{4 \pi \epsilon_0 d_a E_{kin}}}. \quad (2.12)$$

Im Experiment muss es damit möglich sein, den Kristall in einem kleineren Winkel als  $\varphi_{cr}$  zum Strahl auszurichten. Dadurch kann eine eindeutige Aussage über die Lage verschiedener Achsen und Ebenen erzielt werden.

Da der kritische Winkel typischerweise nur wenige mrad groß ist, wird neben einem präzise orientierten Aufbau auch ein Elektronenstrahl mit bestimmten Parametern benötigt. Wie frühere Experimente zeigten, sollte zur Vergleichbarkeit und Eindeutigkeit der Messungen die normierte Emittanz  $\epsilon_n$  kleiner als  $10 \pi \text{ mm mrad}$  sein [34, 35]. Da der Wert multiplikativ mit dem Strahlfleckradius  $\sigma_r$ , der Elektronenenergie  $E_{kin}$  und der Winkeldivergenz  $\sigma_{r'}$  verbunden ist, liegen diese für 20 MeV Elektronen größenordnungsmäßig bei  $\sigma_r < 1 \text{ mm}$  und  $\sigma_{r'} < 1 \text{ mrad}$ . Abschließend muss natürlich die Strahlage über die gesamte Dauer des Experiments stabil sein, da sonst die Aussagekraft der gemessenen Daten verschlechtert wird.

Die Bedeutung des kritischen Winkels wird allerdings auf Grund von Streuungen der Strahlelektronen an den Gitteratomen relativiert, weil diese die Bewegungsrichtung der Elektronen zu den Achsen und Ebenen des Kristalls verändern.

### 2.2.3 Aufstreuwinkel

Durch die Coulomb-Kraft werden die Strahlelektronen im Kristall an den Kernen auch aufgestreut, so dass nach [33] die Elektronen einerseits aus der Channeling-Bedingung geführt ('Dechanneling'), andererseits aber eben auch in sie geleitet werden. Dieser Aufstreuwinkel  $\varphi_{sc}$  kann nach der Theorie von Molière [39] abgeschätzt werden als

$$\varphi_{sc} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{|\underline{v}| |\underline{p}|} \sqrt{\frac{d}{X_0}} \left[ 1 + 0.038 \ln \left( \frac{d}{X_0} \right) \right], \quad (2.13)$$

wobei  $d$  die Kristalldicke beschreibt. Die Strahlungslänge  $X_0$  des Mediums wird dabei bestimmt durch die Massenzahl  $A$  zu

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z_T (Z_T + 1) \ln \left( \frac{287}{\sqrt{Z_T}} \right)}. \quad (2.14)$$

Dies führt zu zwei experimentellen Konsequenzen. Die Elektronen, die ihre Bahn entlang einer Achse oder Ebene verlassen haben, werden beliebig gestreut und geben ihre Energie an das Kristallgitter ab. Weil sich dabei durch die Erwärmung das Kristallpotential und damit auch nach Gl. (2.9) die Channeling-Bedingung ändert, darf der Kristall nicht beliebig dick gewählt werden.

Ist dieser um einen Winkel  $\varphi > \varphi_{cr}$  relativ zum Elektronenstrahl verstellt, können immer noch Elektronen durch Streuungen in die Channeling-Bedingung geführt werden. Dies führt dann zu einer scheinbaren Verbreiterung des kritischen Winkels  $\varphi_{cr}$  hin zum Aufstreuwinkel  $\varphi_{sc}$ .

Das Kristallpotential bestimmt allerdings nicht nur für die Elektronen den Einschusswinkel, sondern auch die Energie der durch deren Oszillation emittierten Photonen. Dies soll jetzt sowohl klassisch als auch quantenmechanisch beschrieben werden.

### 2.2.4 Linienenergie

#### 2.2.4.1 Klassische Beschreibung

Relativistische Elektronen, die eine Kristallebene innerhalb des kritischen Winkels  $\varphi_{cr}$  passieren, werden durch deren Potential  $U$  in der transversalen  $(y, z)$ -Ebene gebunden. Im klassischen Fall entspricht dies Teilchen, die im parabelförmigen Potential  $U = U_0 y^2$  des Kristalls oszillieren [34], was insbesondere für channelnde Positronen gut erfüllt ist. Durch diese harmonische Schwingung emittieren die Elektronen Dipolstrahlung, deren Frequenz  $\omega$  mit

$$\dot{p}_T = -\frac{\partial U}{\partial y} = -2U_0 y, \quad (2.15)$$

über die allgemeine Lösung  $y(t) = y_{max} \cos(\omega t + \delta)$  berechnet werden kann. Durch die relativistischen Energien der Elektronen kontrahieren sich die Gitteratomabstände in deren Ruhesystem, so dass das Potential  $U$  um den Lorentzfaktor  $\gamma$  tiefer wird. Beim Übergang ins Laborsystem transformiert sich diese Strahlung ferner wegen des Doppler-Effekts zu einer vorwärtsgerichteten Strahlungskeule, deren Öffnungswinkel  $\theta = 1/\gamma$  an Hand der Liénard-Wichert'schen-Potentiale bestimmt wird. Letztlich ergibt sich so eine Linienenergie im keV-Bereich [33] von

$$E_{Ch}(\theta \approx 0^\circ) \approx 2 \hbar \sqrt{\frac{2U_0}{m_e}} \gamma^{\frac{3}{2}}, \quad (2.16)$$

in der  $\hbar$  die Planck-Konstante bezeichnet. Dabei wurde beim Doppler-Effekt für die relativistischen Elektronen die Substitution  $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1} \approx 2\gamma$  angesetzt und das Maximum der Strahlung unter  $\theta \approx 0^\circ$  zur Elektronenstrahlachse angegeben.

#### 2.2.4.2 Quantenmechanische Beschreibung

Der Ausgangspunkt für relativistische Elektronen ist die Diracgleichung

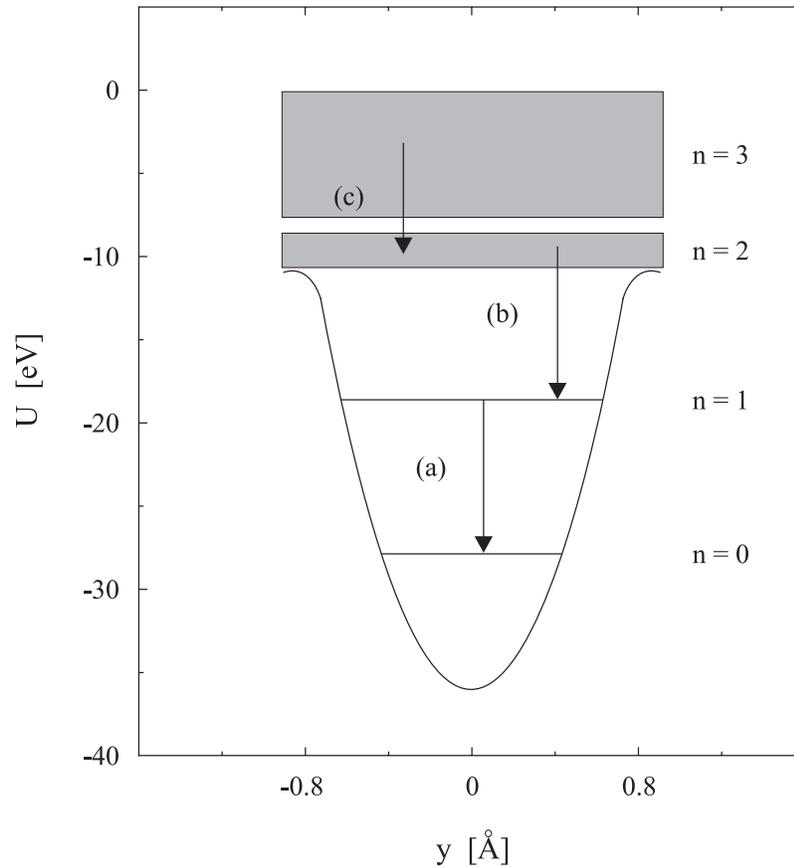
$$[\underline{\alpha} \hat{p} c + \beta m_e c^2 + U(\underline{r})] \Phi(\underline{r}) = E \Phi(\underline{r}), \quad (2.17)$$

$$\text{mit} \quad \alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

in der  $\sigma_i$  die Pauli'schen Spinmatrizen beschreiben und  $\Phi$  ein Bispinor ist. Mit der Channeling-Bedingung  $E_{kin,T} < U \ll E_{kin}$  ist es dann möglich, Gl. (2.17) auf eine Schrödinger-Gleichung mit der relativistischen Elektronenmasse  $\gamma m_e$  zu reduzieren. Dafür wird eine Spinorzerlegung  $\Phi = (\phi, \chi)^t$  in zwei Pauli-Spinoren  $\phi$  und  $\chi$  durchgeführt. Die daraus folgenden gekoppelten Eigenwertgleichungen liefern durch Iteration eine Gleichung für  $\phi$  alleine, in der sämtlicher Ordnungen von  $U/E_{kin}$  vernachlässigt werden können. Durch die Translationsinvarianz des Kontinuumspotentials separiert die Lösung für  $\phi$  in eine ebene Welle parallel zur Kristallebene, bzw. Kristallachse und eine transversale Wellenfunktion  $\varphi(y)$ . Diese lässt sich bis auf Terme der Ordnung  $E_{kin,T}/E_{kin}$  entwickeln und Channeling somit nach [36] im nichtrelativistischen Grenzfall auf den aus der Quantenmechanik bekannten Fall des harmonischen Oszillators reduzieren

$$\left( \frac{p_T^2}{2\gamma m_e} + U(y) \right) \varphi(y) = E_{kin,T} \varphi(y). \quad (2.18)$$

Damit nehmen die Elektronen verschiedene quantenmechanische Zustände im Potential des Oszillators ein. Bei Übergängen zwischen diesen wird elektromagnetische Strahlung



**Abb. 2.3:** Schematische Darstellung der Übergänge im Kristallpotential (vgl. Abb. 2.2). Unter der Channeling-Bedingung besetzen die Elektronen verschiedene Niveaus im Kristallpotential. Bei Übergängen zwischen diesen kommt es zur Emission der Channeling-Strahlung, wobei (a) ein diskretes und sowohl (b) als auch (c) ein kontinuierliches Spektrum aufweisen.

emittiert, die sich entweder über eine diskrete Linienenergie zwischen zwei gebundenen Zuständen oder eine breite Energieverteilung durch die Übergänge mit freien Zuständen charakterisiert. Die Zahl der gebundenen Niveaus hängt dabei neben dem Potential, das sich durch den Kristall und seine einzelnen Achsen und Ebenen ergibt auch von der Elektronenenergie ab [33].

Mit der oben angegebenen Argumentation zur Symmetrie des Kristallpotentials erlaubt der Apparat der Quantenmechanik abschließend auch die Intensität der Channeling-Strahlung zu berechnen.

### 2.2.5 Intensität

Auf Grund der diskreten räumlichen Translationsinvarianz der Gitteratome liegt für die eingeschossenen Elektronen im Kristall eine periodische Störung vor. Damit dient zur Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{fi}$  zwischen verschiedenen Niveaus des Kristallpotentials 'Fermis–Goldene–Regel' [36]

$$\frac{dW_{fi}}{dz} = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \frac{\delta(\Omega_{if} - \omega)}{k} d^3k \left| \underline{\epsilon} \int e^{-ik \cdot r} \Phi_f^\dagger \underline{\alpha} \Phi_i d^3r \right|^2, \quad (2.19)$$

wobei sich  $\Omega_{if}$  durch die Differenz zwischen Anfangs- und Endzustandsenergie ergibt und  $\underline{\epsilon}$  den Polarisationsvektor der Strahlung bezeichnet. Da beim planaren Channeling die Elektronen nur relativ zu einer Ebene des Kristalls beschleunigt werden, ist deren Strahlung linear polarisiert. Beim axialen Fall zirkulieren genau so viele Elektronen links wie rechts um eine Kristallachse, so dass hier die Strahlung unpolarisiert ist [38]. Andersen entwickelte für die Anzahl der so emittierten Photonen pro Elektron durch Transformation ins dopplerverschobene Laborsystem den Ausdruck

$$I_{Ch} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{4\pi} \frac{E_{Ch}^3 d}{(\hbar c)^3 \gamma^2} |r_{i \rightarrow f}|^2 d\Omega, \quad (2.20)$$

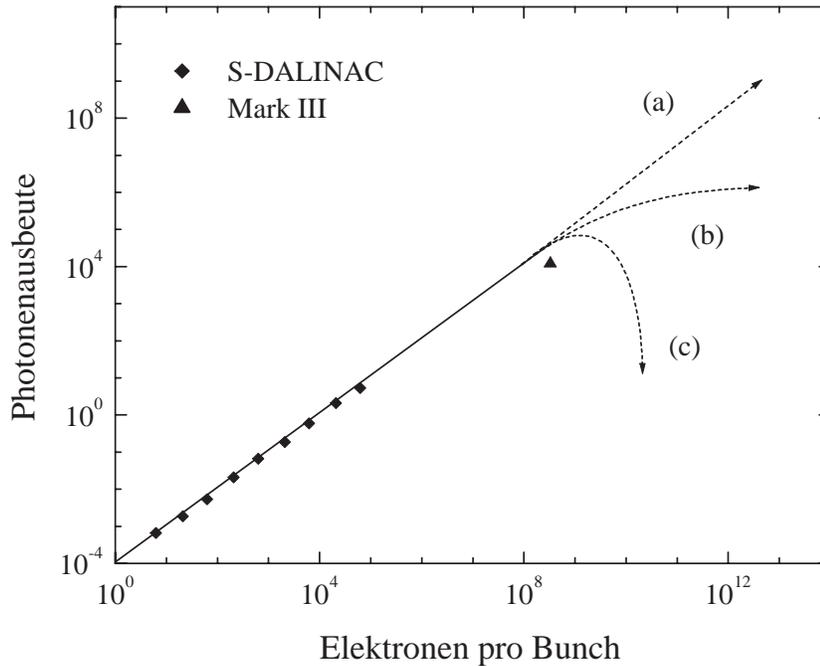
wobei das in Gl. (2.19) angeführte Übergangsmatrixelement mit  $|r_{i \rightarrow f}|$  und die Feinstrukturkonstante mit  $\alpha$  bezeichnet wird [40]. Da die Energie der Channeling–Strahlung nach Gl. (2.16) mit  $\gamma^{\frac{3}{2}}$  skaliert, ist die Intensität somit proportional zu  $\gamma^{\frac{5}{2}}$ .

Über die Messung dieser Intensität wird Channeling im Experiment identifiziert. Falls die Elektronen nicht unter der Channeling–Bedingung in den Kristall eingeschossen werden, erzeugen sie nur Bremsstrahlung. Aus dem Vergleich der Bremsstrahlungsintensität  $I_{Br}$  zur Intensität der Channeling–Strahlung können verschiedenen Achsen und Ebenen bei Änderung der Kristallorientierung zum Elektronenstrahl bestimmt werden. Nach [40, 41] gilt für den Quotienten dieser beiden Intensitäten

$$\frac{I_{Ch}}{I_{Br}} \sim \frac{\gamma^{1/2}}{Z_T^{2/3}}. \quad (2.21)$$

Das Kontrastverhältnis wird demnach besser, je höher der Lorentz–Faktor  $\gamma$  und je kleiner die Ordnungszahl  $Z_T$  des Kristalls wird.

Systematisch wurde die Channeling–Strahlung nur bis zu einer Ladungsdichte von  $10^5$  e<sup>-</sup>/bunch experimentell am S–DALINAC untersucht [42]. Der dabei nachgewiesene lineare Zusammenhang zwischen Elektronenstrahldichte und Photonenausbeute konnte durch eine Messung bei  $10^8$  e<sup>-</sup>/bunch am Mark III des SLAC [26] weiter extrapoliert werden (Abb. 2.4). Im Hinblick auf die Plasmabeschleunigung muss jetzt aber



**Abb. 2.4:** Photonenausbeute der Channeling-Strahlung als Funktion der Ladungsdichte. Die Messwerte wurden am S-DALINAC und Mark III erzielt [21, 26] und für die unterschiedliche Elektronenenergie, Kristallart und Orientierung auf den Fall am S-DALINAC abgestimmt. Damit wird ersichtlich, dass die Intensität der Channeling-Strahlung linear mit der Elektronenstrahldichte zunimmt. Zur Entscheidung über die Machbarkeit des Crystal Channel Colliders muss der weitere Verlauf dieser Abhängigkeit bestimmt werden (gestrichelte Linien).

die Ladungsdichte des Elektronenstrahls nach Gl. (2.5) möglichst hoch sein. Da dies aber weder experimentell noch theoretisch untersucht worden ist, sind hierfür nun drei verschiedene Szenarien denkbar:

- (a) Die bisher bekannten Eigenschaften bleiben auch für hohe Ladungsdichten die gleichen, d.h., der funktionale Zusammenhang ist linear.
- (b) Durch die hohe Ladungsdichte stoßen sich die Elektronen im Strahl bei Eintritt in den Kristall so stark ab ('charge-blow-up') [43], dass nicht alle Elektronen die Channeling-Bedingung erfüllen können. Dies führt dann zu einer Sättigung der Intensität.

- (c) Durch eine für den Kristall zu hohe Ladungsdichte wird dieser sofort zerstört. Entweder heizt er sich dabei zu stark auf und zerbricht makroskopisch, oder die Gitterperiodizität wird zerstört, so dass kein Channeling mehr möglich ist.

Zielsetzung dieser Arbeit ist damit, Channeling bei höheren Ladungsdichten als denen am Mark III nachzuweisen. Über den weiteren Verlauf der Abhängigkeit der Channeling-Strahlung zur Elektronenstrahldichte kann dann eine Aussage über die physikalische Machbarkeit des Crystal Channel Colliders getroffen werden. So werden weiterführende Untersuchungen hierzu nur durch den Fall (a) legitimiert, denn nach Gl. (2.5) muss für eine effektive Beschleunigung die Elektronenstrahldichte möglichst hoch sein und gleichzeitig Channeling vorliegen. Der Fall (b) bedeutet, dass nicht sämtliche Strahlenelektronen channeln können und damit ein Teil aufgestreut wird. Diese Elektronen tragen dann auch nicht zur Bildung einer Plasmawelle in Propagationsrichtung bei und limitieren so die Beschleunigung. Der Fall (c) bedeutet natürlich das Aus für dieses Konzept.

In diesem Kapitel wurden die wesentlichen Anforderungen für Channeling-Experimente dargestellt. So sind neben einem präzise orientierten experimentellen Aufbau besonders die Emittanz, Winkeldivergenz und Stabilität des Strahls wichtig. Da für eine effektive Plasmabeschleunigung auch eine hohe Ladungsdichte vorausgesetzt wird, eignen sich derzeit am besten Photo-Injektoren für das hier motivierte Experiment. Mit diesen können die derzeit höchsten Ladungsdichten von bis zu  $10^{11}$   $e^-$ /bunch bei zugleich kurzen Pulsen unter 10 ps erreicht werden [25].

Beim experimentellen Aufbau ist besonders ein Detektor wichtig, der die hohe Anzahl an Photonen (ph) von über  $10^6$  ph/bunch im keV-Bereich bestimmen kann (Abb. 2.4). Darüber hinaus muss der Kristall in kleineren Winkeln als  $\varphi_{cr}$  drehbar sein und ein gutes Kontrastverhältnis zwischen Channeling- und Bremsstrahlung hervorbringen. Wie diese Aspekte im Experiment umgesetzt worden sind, beschreiben die nächsten beiden Kapitel.

## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel beschreibt den neuen Experimentierplatz am Photo-Injektor des FNAL, indem eingangs die wesentlichen Bestandteile des Beschleunigers vorgestellt und seine Strahlparameter im Hinblick auf dieses Experiment diskutiert werden. Der sich daraus ergebende experimentelle Aufbau wird anschließend erst in seinem Gesamtkonzept und dann im Detail erläutert.

### 3.1 Photo-Injektor

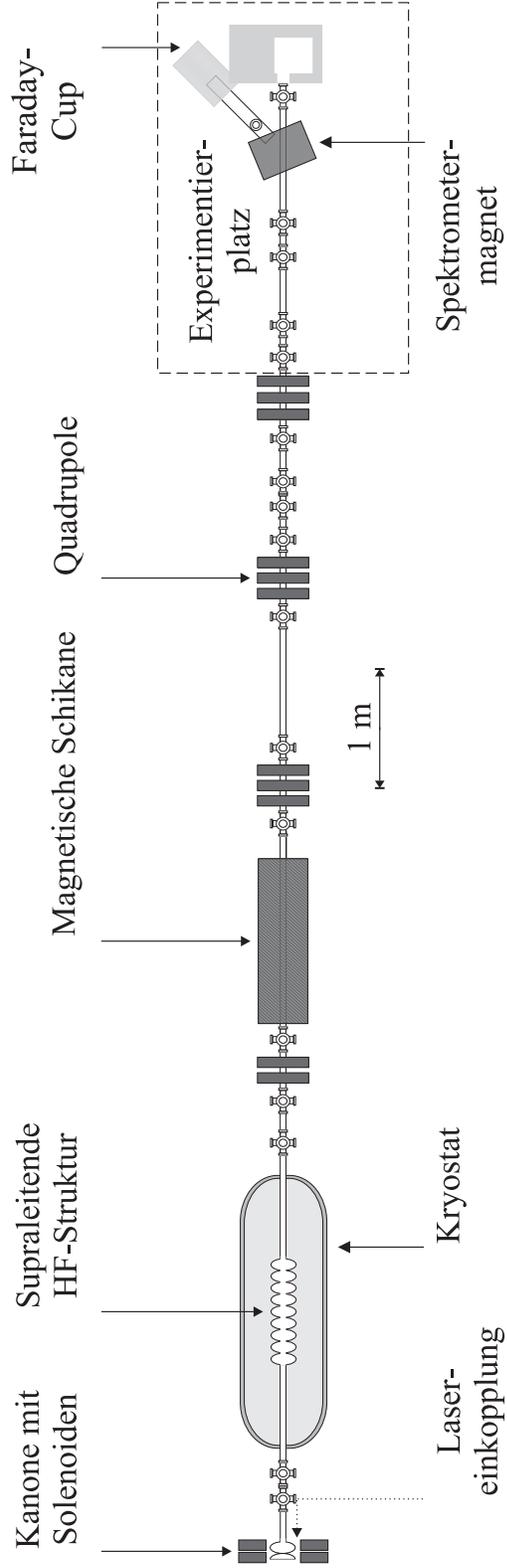
Da effiziente Beschleunigungsfelder nach Gl. (2.5) durch die hohen Ladungsdichten der Elektronenpakete erzielt werden, sind Experimente zum Crystal Channel Collider insbesondere an Photo-Injektoren interessant. Diese erfüllen wegen der gesteigerten Leistungsfähigkeit der Laser die hohen experimentellen Anforderungen heutzutage am Besten.

Das im Rahmen dieser Arbeit beschriebene Experiment wurde am Photo-Injektor des FNAL aufgebaut und durchgeführt. Im Folgenden wird dessen in einer Kollaboration mit DESY (Deutsches Elektronen Synchotron, Deutschland) für TESLA entwickeltes Prinzip diskutiert und in Abb. 3.1 verdeutlicht [25, 44-46].

#### 3.1.1 Layout des Beschleunigers

Die Photokathode ist aus einem  $\text{Cs}_2\text{Te}$ -Film auf einem Mo-Substrat aufgebaut. Sie befindet sich in einer normalleitenden 1.625-zelligen Cu-Struktur, die im  $\pi$ -Modus bei 1.3 GHz betrieben wird. Zur Fokussierung des Elektronenstrahls umgeben zwei Solenoiden die Kanone.

Durch einen Nd:YLF Laser mit einer Wellenlänge von 263 nm (vierte Harmonische des Lasers) und einer Pulsenergie von 10  $\mu\text{J}$  werden aus der Kathode Photoelektronen herausgelöst. Dafür kann die Laserpulsdauer zwischen 1 und 20 ps FWHM variiert werden.



**Abb. 3.1:** Schematische Übersicht des Photo-Injektors am FNAL.

In der Abbildung sind die Kanone, Lasereinkopplung, HF-Struktur, magnetische Schikane und Strahloptikelemente dargestellt. Der gekennzeichnete Experimentierplatz wird anschließend in Kap. 3.2 detailliert vorgestellt; im Anhang A befindet sich eine technische Zeichnung des Beschleunigers.

Da sich das Lasersystem außerhalb der Beschleunigerhalle befindet, wird der Laserstrahl mit einem Spiegelsystem zur Photokathode geleitet. Durch das an der Kanone angelegte Feld von  $E_{cath} \cong 39 \text{ MV/m}$  werden die Elektronen auf 4-5 MeV vorbeschleunigt.

In der sich dahinter befindenden 9-zelligen, ebenfalls bei 1.3 GHz betriebenen supraleitenden HF-Struktur aus Niob erreichen die Elektronen durch ein Beschleunigungsfeld von  $E_{cav} \cong 12 \text{ MV/m}$  ihre Endpunktsenergie von 17-18 MeV.

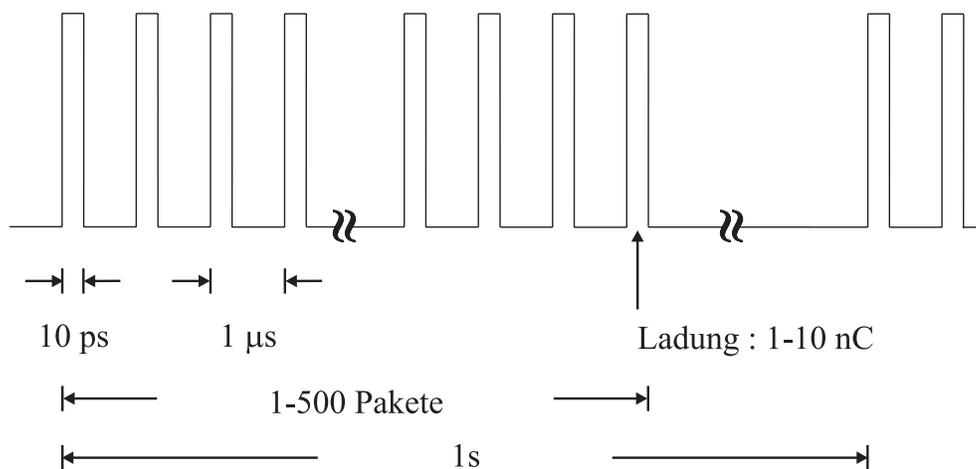
Anschließend kann in der Schikane, einer Kombination aus vier Dipolmagneten, der Elektronenpuls noch um einen Faktor 2-5 longitudinal verkürzt werden.

Durch drei Quadrupol-Triplets, ein Dublett und acht Trimm-Spulen kann der Strahl fokussiert und orientiert werden, bevor er durch einen Spektrometer-Magneten in den Faraday-Cup unter  $45^\circ$  abgelenkt wird.

Als Strahlmonitore werden YAG- und chromdotierte Aluminium-Targets verwendet. Der Strahlstrom wird mit ICT's (Integrating Current Transformer) bestimmt, da der Faraday-Cup auf Grund des Dunkelstroms, d.h. des Stroms derjenigen beschleunigten Elektronen, die nicht durch den Laser aus der Kathode gelöst werden, keine sinnvollen Signale liefert.

### 3.1.2 Strahlparameter

Die für TESLA vorgegebenen Designwerte sehen einen Makropuls der Länge von einer Sekunde vor. Bei einer Repetitionsrate von 1 Hz besteht dieser Makropuls variabel aus 1 bis 500 jeweils  $1 \mu\text{s}$  voneinander separierten Paketen (Bunche) der Dauer von 10 ps.



**Abb. 3.2:** Schematische Darstellung der Zeitstruktur des Elektronenstrahls.

**Tab. 3.1:** Experimentell erreichte Strahlparameter.

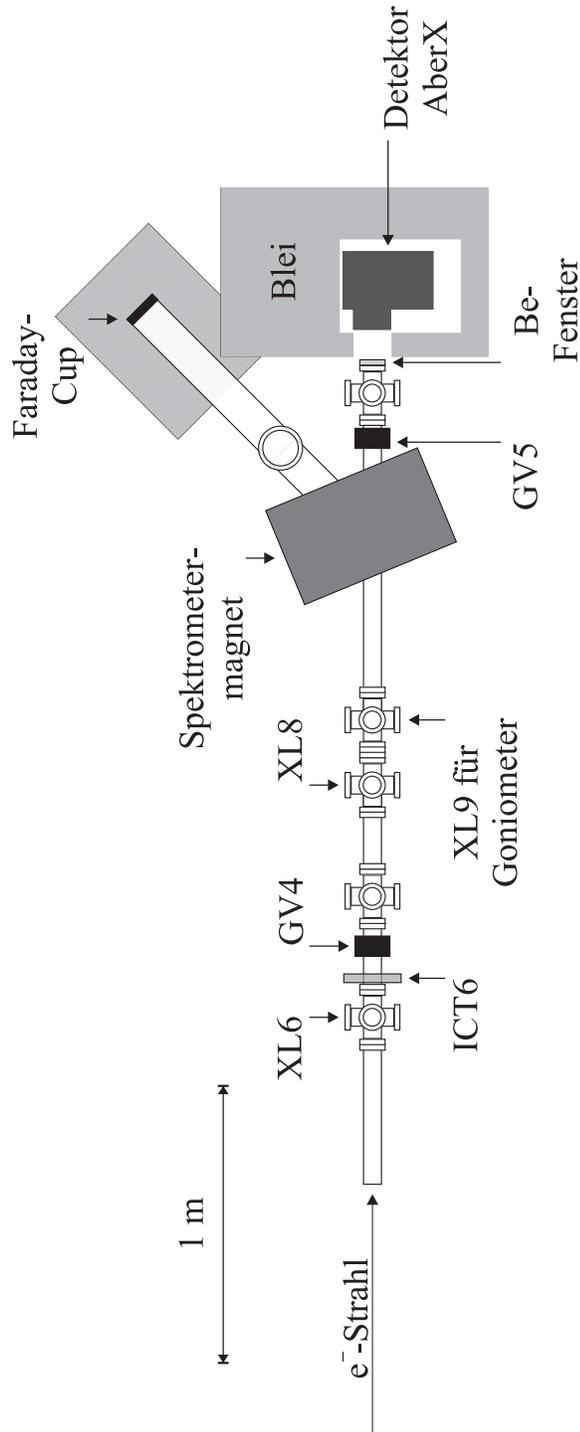
Energie	$E_{kin}$	17	$\pm 0.1$	MeV
Ladung pro Paket	$Q$	1-12	$\pm 0.3$	nC
Anzahl der Pakete		1-20		
Peakstrom	$I_{peak}$	1400	$\pm 80$	A
Durchschnittsstrom	$I_{av}$	0.24	$\pm 0.02$	$\mu A$
norm. Emittanz (1nC)	$\epsilon_{y,n}$	3.7	$\pm 0.2$	$\pi$ mm mrad
norm. Emittanz (12nC)	$\epsilon_{y,n}$	19.9	$\pm 1.2$	$\pi$ mm mrad
Pulsdauer	$\sigma_t$	7.1	$\pm 0.2$	ps
Winkeldivergenz	$\sigma_{r'}$	0.3	$\pm 0.05$	mrad
Strahlflekradius	$\sigma_r$	0.44	$\pm 0.04$	mm

Durch Variation der Laserintensität kann eine Ladung von 1-10 nC in diesen Paketen eingestellt werden. Abbildung 3.2 verdeutlicht das Konzept nochmals und Tab. 3.1 gibt die bisher experimentell erreichten Strahlparameter an [46].

Diese Tests des Photo-Injektors ergaben zusätzlich, dass der Elektronenstrahl bei einem Makropuls von 10 Paketen à 1 nC die in Kap. 2.2.2 diskutierten Parameter Emittanz, Winkeldivergenz und Strahlflekradius hervorragend erfüllt, so dass diese Zeitstruktur eingangs für das hier vorgestellte Experiment gewählt wurde. Bei dessen Durchführung bleibt aber zu beachten, dass sich mit steigender Ladung die Emittanz bis zu einem Faktor 5 verschlechtert, wodurch weniger Channeling-Strahlung emittiert wird. Die Energieunschärfe des Elektronenstrahls würde zwar zu einer Verbreiterung der Linienenergie der Channeling-Strahlung nach Gl. (2.16) führen, da  $\Delta E/E$  allerdings lediglich 0.59% beträgt, kann dies vernachlässigt werden. Bei der Wahl des Kristalls muss darauf geachtet werden, dass dieser auf Grund der Diskussion in Kap. 2.2.3 den Strömen des Photo-Injektors standhalten kann.

## 3.2 Experimentierplatz

Wie in Abb. 3.1 gezeigt, befindet sich unmittelbar am Spektrometer-Magneten der Channeling-Experimentierplatz. Dessen Konzept wird erst an Hand von Abb. 3.3 veranschaulicht und dann in den anschließenden Unterkapiteln detailliert vorgestellt. Im Anhang B schließt eine Übersicht der Datenaufnahme diese Beschreibung ab.



**Abb. 3.3:** Schematische Übersicht des Experimentierplatzes.

Die Abbildung zeigt u.a. das Goniometerkreuz, in dem sich der Kristall befindet und den Spektrometer-Magneten, der die Elektronen in den Faraday-Cup unter  $45^\circ$  ablenkt. Die im Kristall produzierten Photonen werden in einem Detektor unter  $0^\circ$  zur Elektronenstrahlachse nachgewiesen und auf die mit ICT6 gemessenen Ladungsdichten der Elektronenpakete normiert. Die Vakuumschieber GV4 und GV5 begrenzen den zu belüftenden Bereich beim Umbau.

Der Elektronenstrahl wird an den Leuchttargets in den Kreuzen XL6 und XL8 ausgerichtet (Kap. 4.2). Durch diese Positionierung hat der Strahl bei den Experimenten immer dieselbe Lage, womit die Messungen reproduzierbar werden.

Der Kristall ist in Kreuz XL9 an ein Goniometer befestigt. Durch Schrittmotoren betrieben kann er so in einem kleineren Winkel als  $\varphi_{cr}$  zum Elektronenstrahl ausgerichtet werden (Kap. 3.2.3). In diesem Kristall produzieren die Elektronen Channeling- und Bremsstrahlung.

Der sich dahinter anschließende Spektrometer-Magnet lenkt die Elektronen in einen Faraday-Cup unter  $45^\circ$  ab und separiert sie so von den Photonen. Auf Grund der Aufstreuung der Elektronen im Kristall muss das Goniometer so dicht wie möglich an diesen Magneten, so dass die gestreuten Elektronen keine zusätzliche Bremsstrahlung an den Strahlrohrwänden produzieren.

Die Channeling- und Bremsstrahlung fällt durch ein Be-Fenster, das den Abschluss des Vakuum-Systems darstellt, auf den Detektor AberX (Kap. 3.2.4). Dieser befindet sich 1.36 m hinter dem Goniometer und muss wegen der im Faraday-Cup hervorgerufenen Bremsstrahlung mit Blei abgeschirmt werden. Die mit AberX bestimmten Photonen werden auf die mit ICT6 (ICT Nr. 6) gemessene Ladungsdichten der Elektronenpakete normiert.

### 3.2.1 Kristall

Für das hier vorgestellte Experiment wurde aus mehreren Gründen ein Siliziumkristall (Si-Kristall) als Strahlungsquelle gewählt. Seine wesentlichen hier diskutierten Parameter sind in Tab. 3.2 angegeben.

Durch seine kleine Ordnungszahl  $Z_T$  wird nach Gl. (2.21) der Bremsstrahlungsuntergrund für den 17 MeV Strahl stark reduziert, so dass sich Silizium hervorragend für Channeling-Experimente eignet. Diamant würde zwar einerseits zu einem besseren Kontrastverhältnis führen, andererseits aber auch zu einer erhöhten Photonenausbeute [34]. Diese ist hier allerdings unerwünscht, da die erwarteten  $10^6$  ph/bunch schwierig genug nachzuweisen sind. Darüber hinaus sind bereits Ergebnisse mit Si-Kristallen bekannt [26, 34, 47], so dass diese für die Bedingungen am Photo-Injektor sehr gut extrapoliert werden können.

Diese Ergebnisse zeigen ferner, dass sowohl die derzeit vorliegenden Ströme als auch die durch eine Steigerung auf 500 Pulse resultierenden  $6 \mu\text{A}$  am Photo-Injektor den Si-Kristall nicht zerstören werden. Fraglich bleibt aber trotzdem, ob das Kristallgitter die extrem hohen Peakströme  $I_{peak}$  von 1400 A aushält.

Nach Kapitel 2 ist die Orientierung des Kristalls von Bedeutung, so dass vom Hersteller zwei spezielle Kristallachsen angegeben wurden. Zum einen ist die  $\langle 100 \rangle$ -Achse die

**Tab. 3.2:** Eigenschaften des verwendeten Si-Kristalls.

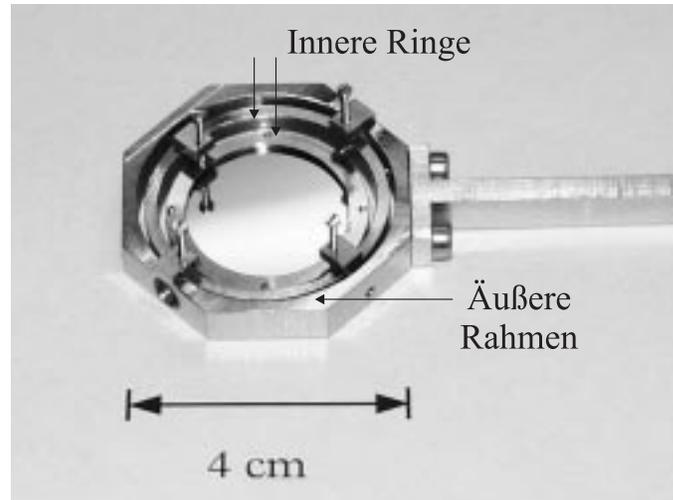
$Z_T$		14	[39]
$A$	[g/mol]	28.09	[39]
Dichte	[g/cm <sup>3</sup> ]	2.33	[39]
Gittertyp		Diamant	[3]
Durchmesser	[mm]	25.4 ± 0.3	[48]
Dicke	[μm]	20 ± 2	[48]
Widerstand	[Ω cm]	4 - 6	[48]
Normale zur Oberfläche		$\langle 100 \rangle \pm 0.5^\circ$	[48]
abgeflachte Seite		$\langle 110 \rangle \pm 0.5^\circ$	[48]

Normale zur Kristalloberfläche, zum anderen ist eine Seite des runden Kristalls abgeflacht und gibt so die  $\langle 110 \rangle$ -Achse an (Abb. 3.5). Da Ebenen zweidimensional sind und für planares Channeling die Orientierung der betrachteten Ebene unerheblich ist, sind für den Kristallhalter und das Goniometer zwei Bewegungsfreiheitsgrade ausreichend. Deren Konzept wird in den nächsten beiden Unterkapiteln beschrieben.

### 3.2.2 Kristallhalter

Durch Platzlimitierungen am Photo-Injektor steht keine besondere Vakuumkammer, sondern nur ein sogenanntes 6-Wege-Kreuz mit einem Innendurchmesser von 5.08 cm für den Kristall mit Halterung zur Verfügung. Aus diesem Grund muss der Kristallhalter einerseits so klein wie möglich gehalten werden, andererseits aber dennoch die benötigten Freiheitsgrade zum Ausrichten des Kristalls aufweisen.

Wegen der besseren Hochvakuumstauglichkeit wurden in einen festen Edelstahlrahmen zwei zueinander orthogonal bewegbare Edelstahlringe eingebracht und der Kristall im Innersten befestigt (Abb. 3.4). Entlang der Freiheitsgrade dieser beiden Ringe können die Abweichungen der Herstellerangaben für die  $\langle 100 \rangle$ -Achse bei einer Laue-Aufnahme korrigiert (Kap.4.1) und die so eingestellte Orientierung mit Schrauben fixiert werden. Da vom Hersteller eine Seite des Kristalls abgeflacht wurde, ist diese mit einer rechtwinkligen Auflagefläche am innersten Ring parallel zum Hallenboden ausgerichtet. Die zusätzlichen Schrauben am oberen Ende des Kristallhalters ermöglichen die Befestigung an das Goniometer.



**Abb. 3.4:** Kristallhalter mit befestigtem Si-Kristall.

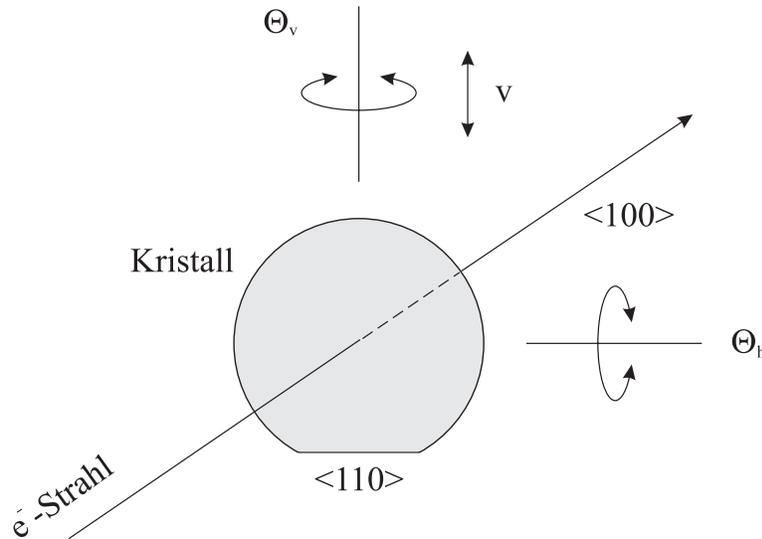
Relativ zum äußeren fixen Edelstahlrahmen richten die beiden inneren Ringe den Kristall durch die langen Schrauben aus. Rechts befindet sich eine im Bild nicht gezeigte Schraubvorrichtung, mit der dieser Kristallhalter an das Goniometer befestigt wird.

### 3.2.3 Goniometer

Mit den experimentellen Vorgaben des Si-Kristalls und des Photo-Injektors beträgt der kritische Winkel nach den Gln. (2.11) und (2.12) für Ebenen 1.05 mrad und für Achsen 3.14 mrad. Um nun die Abhängigkeit der gemessenen Strahlung vom Verkippwinkel auflösen zu können, muss der Kristall in kleineren Schritten als diesen Winkeln drehbar sein. Hierfür wurde ein Goniometer entwickelt, welches durch drei Schrittmotoren den Kristall auf verschiedenen Achsen verdrehen kann. Ein Motor bewegt senkrecht zum Hallenboden den Kristall in oder aus den Strahl ( $v$ ), während ihn der nächste vertikal

**Tab. 3.3:** Goniometerparameter.

Richtung	Freiheitsgrad [mrad]	min. Schrittlänge [mrad]
$\Theta_v$	0 bis 6284	0.224
$\Theta_h$	-70 bis +70	0.028



**Abb. 3.5:** Prinzip des Goniometers.

Drei Schrittmotoren drehen den Kristall relativ zum Elektronenstrahl um die Achsen  $\Theta_v$  und  $\Theta_h$  und folgen somit der Kristallorientierung. Diese ist durch die  $\langle 100 \rangle$ -Achse, die die Normale der Kristalloberfläche ist und durch die  $\langle 110 \rangle$ -Achse, die durch den Kristallhalter parallel zum Hallenboden ausgerichtet ist, gegeben.

( $\Theta_v$ ) und der letzte ihn horizontal dazu verkippt ( $\Theta_h$ ). Damit folgen diese Motoren der Bewegungsfreiheit des Kristallhalters. Das hier vorgestellte Prinzip zeigt Abb. 3.5 und Tab. 3.3 gibt die minimalen Schrittlängen des Goniometers an. Da diese deutlich kleiner als die kritischen Winkel sind, können Achsen und Ebenen des Si-Kristalls eindeutig angefahren werden.

### 3.2.4 Detektorsystem AberX

In Kapitel 2.2.5 wurden die drei verschiedenen Möglichkeiten des Ergebnisses dieses Experiments diskutiert. Um dafür den zu verwendenden Detektor auszuwählen, sollen im Folgenden die Channeling-Parameter durch bekannte experimentelle Daten mit denen in Kapitel 2 angegebenen Skalierungsgesetzen maximal abgeschätzt werden.

#### 3.2.4.1 Abschätzung der Channeling-Strahlung

In [47] wurde Channeling im Si-Kristall mit 14 MeV Elektronen untersucht und der 1-0 Übergang für die (110)-Ebene mit 17.65 keV bestimmt. Da die Linienenergie nach Gl. (2.16) mit  $\gamma^{3/2}$  skaliert, wird diese nun bei ca. 24 keV erwartet.

Bei Untersuchungen mit 9 MeV Elektronen in  $55 \mu\text{m}$  dickem Diamant wurde gezeigt, dass jedes Elektron  $10^{-2}$  Photonen (ph) pro Sterad emittiert [35]. Diese Photonenausbeute wird durch den Wechsel von Diamant zu Silizium um einen Faktor 3 vermindert [34] und ist nach [37] proportional zur Wurzel der Kristalldicke. Da die Intensität der Channeling-Strahlung nach Gl. (2.20) proportional zu  $\gamma^{5/2}$  ist, wird bei einer Ladung von 1 nC eine Photonenausbeute von  $5 \cdot 10^5$  ph/bunch erwartet.

Bisher wurden für Messungen der Channeling-Strahlung PIN- oder SDD-Dioden als Detektoren verwendet, die für eine Zählrate von 50 kHz ausgelegt sind. Da deren System somit circa  $20 \mu\text{s}$  braucht, um ein Ereignis zu konvertieren [49], bei diesem Experiment aber ca.  $5 \cdot 10^5$  Photonen in knapp 7 ps auf den Detektor treffen, könnten diese nur dann eingesetzt werden, wenn ein Kollimator und mehrere Absorber die Zählrate so stark verringern, dass maximal nur ein Photon pro Makropuls den Detektor trifft. Für eine ausreichende Statistik der Messungen würde dies zu einer sehr langen Messzeit führen.

Deswegen wird im Hinblick auf den Detektor bei diesem Experiment ein neuer Weg beschritten. Eine Alternative wäre dabei gewesen, eine energieauflösende CCD-Kamera für den direkten Röntgen-Nachweis zu verwenden [50]. Da solche Systeme allerdings sehr teuer sind und nicht zur Verfügung stehen, wurde ein in [51] vorgeschlagenes und aufgebautes Konzept verwendet. Dabei handelt es sich um eine rauscharme 'Slow Scan' CCD-Kamera, der eine Kombination von verschiedenen Absorbern zur Energieauflösung der Photonen vorgestellt ist, was zu dem Namen AberX (Absorption-based energy-resolved X-ray detector) führte.

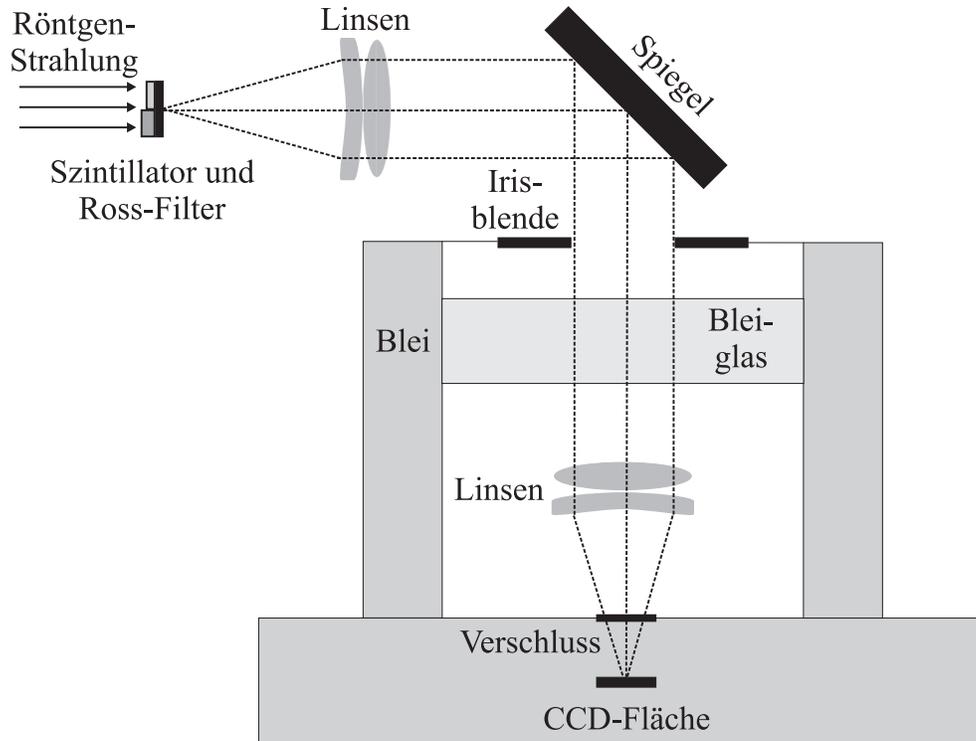
### 3.2.4.2 CCD-Kamera

Die CCD-Fläche besteht aus  $512 \times 512$  Pixeln der Grösse von  $24 \times 24 \mu\text{m}$ , die mit einer sehr niedrigen Pixelrate von 100 kHz ausgelesen werden. Dies führt zu einer optimalen Rauschcharakteristik der mit einem PC gesteuerten Ausleseelektronik.

Da diese CCD-Kamera bei 550 nm eine hohe Quanteneffizienz von 0.28 hat [52], fällt die im Kristall produzierte Röntgen-Strahlung auf einen  $40 \mu\text{m}$  dicken  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} : \text{Tb}$ -Szintillator und wird in sichtbares Licht konvertiert. Dessen Lichtausbeute  $\xi_{S_z}(E)$  ist allerdings energieabhängig und wird durch eine Messung der Röntgen-Transmission  $\tau_{S_z}(E)$  wie folgt angegeben

$$\xi_{S_z}(E) = \frac{N_S}{N_\gamma} = [1 - \tau_{S_z}(E)] \cdot 0.19 \cdot \frac{E_\gamma}{2.2 \text{ eV}}. \quad (3.1)$$

Hier bezeichnet  $N_S$  die Anzahl der konvertierten Photonen und  $N_\gamma$  die Anzahl einfallender Röntgen-Quanten der Energie  $E_\gamma$ . Der Faktor 0.19 stammt von der Konversionsrate der Röntgen-Strahlung des  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} : \text{Tb}$  in sichtbares Licht, wobei die mittlere Photonenenergie dann bei 2.2 eV liegt [53].



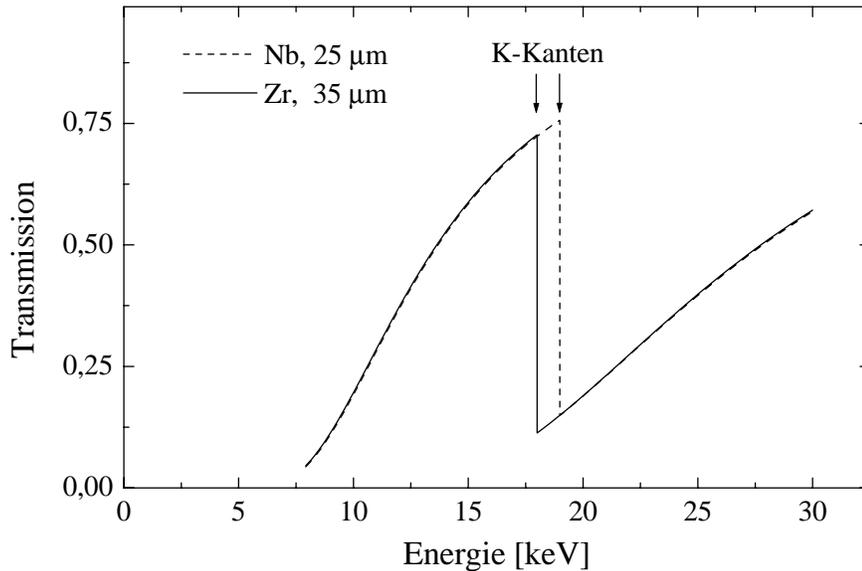
**Abb. 3.6:** Schematische Darstellung von AberX.

Die Röntgen-Strahlung trifft auf einen  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Tb}$ -Szintillator (schwarzes Rechteck). Durch ein Linsen- und Spiegelsystem wird das sichtbare Licht auf die seitlich versetzte CCD-Fläche abgebildet (gestrichelte Linie). Um Abbildungsfehler zu vermeiden, begrenzt eine Irisblende den Strahlengang. Ein mechanischer Verschluss ermöglicht eine variable Belichtungszeit. Das Strahlenschutzfenster und die Bleiabschirmungen schützen die CCD-Fläche vor direkten Röntgen-Treffern. Vor dem Szintillator befindet sich ein Ross-Filter, das durch die Kombination verschiedener Absorber (graue Rechtecke) eine Energieauflösung ermöglicht.

Da soweit mit dem Detektor nur eine Ortsauflösung erreicht wird, für Channeling-Spektren aber eine Energieauflösung erzielt werden muss, wird dieser CCD-Kamera zusätzlich ein 'Ross-Filter' vorangestellt [54].

### 3.2.4.3 Ross-Filter

Beim Ross-Filter handelt es sich im Wesentlichen um eine Reihe von verschiedenen Absorbern, deren Dicken so gewählt sind, dass sich ihre Röntgen-Transmission nur zwischen den K-Kanten der einzelnen Elemente unterscheidet (Abb. 3.7). Damit die unterschiedliche Transmission mit der CCD-Fläche bestimmt werden kann, sind die Absorber nebeneinander vor dem Szintillator befestigt (Abb. 3.6).



**Abb. 3.7:** Prinzip des Ross-Filters.

Die Transmission durch 25  $\mu\text{m}$  Niob und 35  $\mu\text{m}$  Zirkonium unterscheidet sich im Wesentlichen nur zwischen den beiden K-Kanten bei 18.00 keV und 18.99 keV.

Da für dieses Experiment eine Channeling-Strahlungsenergie von ca. 24 keV erwartet wird, werden die in Tab. 3.4 angegebenen Absorber verwendet. Mit diesen kann durch die natürlichen Abstände der K-Kanten eine Energieauflösung von 1-3 keV erzielt und ein Energiebereich von 9-26 keV abgedeckt werden.

Mathematisch lässt sich das Konzept des Ross-Filters wie folgt beschreiben. Das Signal  $S_i$  der CCD-Fläche hinter dem  $i$ -ten Absorber ergibt sich aus der spektralen Verteilung der Röntgen-Quelle  $N(E)$ , der Transmission des Absorbers  $\tau_i(E)$  und der eben schon begründeten Lichtausbeute  $\xi_{S_z}(E)$

$$S_i = \int_0^{\infty} N(E) \tau_i(E) \xi_{S_z}(E) dE. \quad (3.2)$$

Gemessen wird nun die Signaldifferenz  $\Delta S = S_i - S_{i-1}$  von zwei Absorbern. Unter der Annahme, dass sich die Transmission nur zwischen den K-Kanten der Elemente unterscheidet, gilt

$$\Delta S \sim \bar{N} \cdot \bar{\xi}_{S_z} \int_{E_{K,i-1}}^{E_{K,i}} [\tau_i(E) - \tau_{i-1}(E)] dE. \quad (3.3)$$

**Tab. 3.4:** Absorptionsparameter für AberX [55, 56].

Die Spalten  $E$  und  $\Delta E$  geben den Mittelpunkt zwischen den K-Kanten der beiden Materialien des Absorberpaares  $i$  und  $i - 1$ , bzw. ihren Abstand an. Die energieabhängige Lichtausbeute des Szintillators dieses Intervalls wird mit  $\bar{\xi}_{Sz}$  und die Transmissionsdifferenz der einzelnen Absorberkombinationen mit  $T_{i,i-1}$  angegeben.

Material $i$	Material $i - 1$	Dicke [ $\mu\text{m}$ ]	$T_{i,i-1}$ [1/keV]	$\bar{\xi}_{Sz}$	$E$ [keV]	$\Delta E$ [keV]
Zr		35				
Nb		25				
Zr	Nb		545	1538	18.4	0.5
Mo		20				
Mo	Nb		589	1617	19.5	0.5
Mo	Zr		1134	1581	19.0	1.0
Rh		14				
Rh	Mo		1564	1664	21.1	2.0
Rh	Nb		2153	1667	21.7	1.5
Pd		14				
Pd	Rh		748	1676	23.8	0.5
Pd	Mo		2310	1669	22.2	2.0
Ag		15				
Ag	Pd		364	1681	25.0	0.5
Ag	Rh		1112	1679	24.5	2.4
In		20				
In	Ag		940	1689	26.8	1.0
In	Pd		1306	1686	26.2	1.7
In	Rh		2053	1684	25.5	2.0
Zn		20				
Cu		18				
Zn	Cu		488	885	9.3	0.3
Zr		10				
Zr	Zn		4814	1208	13.8	4.2
Nb		7				
Nb	Zr		411	1545	18.5	0.5

Wenn die mittlere Photonenausbeute  $\bar{\xi}_{Sz}$  und die Transmission zwischen den K-Kanten bekannt sind, ergibt sich für den mittleren Photonfluss

$$\bar{N} \sim \frac{\Delta S}{\bar{\xi}_{Sz} T_{i,i-1}}, \quad \text{mit} \quad (3.4)$$

$$T_{i,i-1} = \int_{E_{K,i-1}}^{E_{K,i}} [\tau_i(E) - \tau_{i-1}(E)] dE.$$

Tabelle 3.4 gibt die zur Auswertung der Aufnahmen von AberX benötigten Daten an. Der Nachteil dieser Methode besteht allerdings darin, dass nicht mehr zwischen einem hohen Photonfluss niedriger Energie und einem geringen Fluss hoher Energie unterschieden werden kann. Beides führt zur selben, experimentell nicht mehr unterscheidbaren Transmission.

## Kapitel 4

# Vorbereitung und Durchführung des Experiments

In den vorigen Kapiteln wurde die präzise Orientierung des experimentellen Aufbaus für Channeling begründet. Im Folgenden soll nun gezeigt werden, wie diese Vorgabe durch Laue–Aufnahmen, Strahlführungsrechnungen und einen Scan des Kristalls vorbereitet und im Experiment umgesetzt worden ist.

### 4.1 Laue–Aufnahmen

Vom Hersteller sind zwei Achsen des Si–Kristalls gekennzeichnet worden, deren Ausrichtung allerdings durch Laue–Aufnahmen an der Philips–Röntgenröhre des ANL (Argonne National Laboratory, USA) überprüft und korrigiert werden musste.

Beim Anfertigen der Laue–Aufnahmen durchdrang ein kollimierter Röntgen–Strahl erst einen Röntgen–Film und dann den Si–Kristall. Die Röntgen–Quanten, welche die Bragg–Bedingung erfüllten, wurden auf den Film zurückreflektiert und abgebildet [3].

Aus dem Vergleich dieser Aufnahmen mit katalogisierten Bildern kann dann die Zuordnung der Kristallebene erfolgen. Da bei diesem Kristall die Orientierung allerdings schon bekannt war, reichte eine einfache Überprüfung der Symmetrie der Aufnahme aus. Im vorliegenden Fall steht die  $\langle 100 \rangle$ –Achse orthogonal zur Kristalloberfläche, wodurch die auf der Aufnahme paarweise auftretenden Bragg–Reflexe konzentrisch verteilt sein müssen. Durch Verstellen der beiden inneren Ringe des Kristallhalters zwischen den Aufnahmen war es dann möglich, die Herstellerangaben zu korrigieren.

Da der äußere Rahmen des Halters eingangs mit einem Laser orthogonal zum Röntgen–Strahl ausgerichtet und seine Position während der einzelnen Aufnahmen nicht mehr verändert wurde, dient er als Referenz für den Einbau am Messplatz (Kap. 4.2).

Abbildung 4.1 zeigt das Ergebnis dieser Aufnahmen. Die Spannung der Röntgen–Röhre betrug dabei 30 kV bei 23 mA Röhrenstrom. Der Abstand des 8 min belichteten Röntgen–Films zum Kristall betrug 1.5 cm. Die deutlich erkennbaren Reflexe deuten auf eine hervorragende Qualität des Kristalls hin.



**Abb. 4.1:** Laue-Aufnahme des Si-Kristalls in  $\langle 100 \rangle$ -Richtung.

Der große Fleck in der Mitte der Aufnahme entstand durch den Röntgen-Strahl, der zuerst den Film durchdrang (Aufnahme in Reflexionsrichtung). Die kleinen Punkte stammen von den Röntgen-Quanten, die die Bragg-Bedingung einzelner Ebenen erfüllten.

## 4.2 Justage des Aufbaus

Zur Justage des Aufbaus dient als Referenz der äußere Rahmen des Kristallhalters, da an ihm der Kristall bei den Laue-Aufnahmen orientiert wurde. Wenn dieser orthogonal zur Elektronenstrahlachse ausgerichtet wird, folgen die Elektronen der vorgegebenen  $\langle 100 \rangle$ -Achse des Kristalls.

Zu diesem Zweck wurde mit einem Laser mittig eine Gerade an den 83 cm voneinander separierten Leuchttargets in den Kreuzen XL6 und XL8 definiert. Senkrecht zu dieser Geraden wurde der Kristallhalter an Hand der Reflexion des Lasers am äußeren Rahmen ausgerichtet.

Die Position des Goniometers hierfür ist für das Experiment der Ausgangspunkt. Die Position des Lasers auf den Leuchttargets wurde mit Video-Monitoren aufgenommen und liefert die Vorgabe beim Justieren des Elektronenstrahls. Am gleichen Laserstrahl wurde auch die optische Achse von AberX orientiert.

### 4.3 Strahlführungsrechnungen

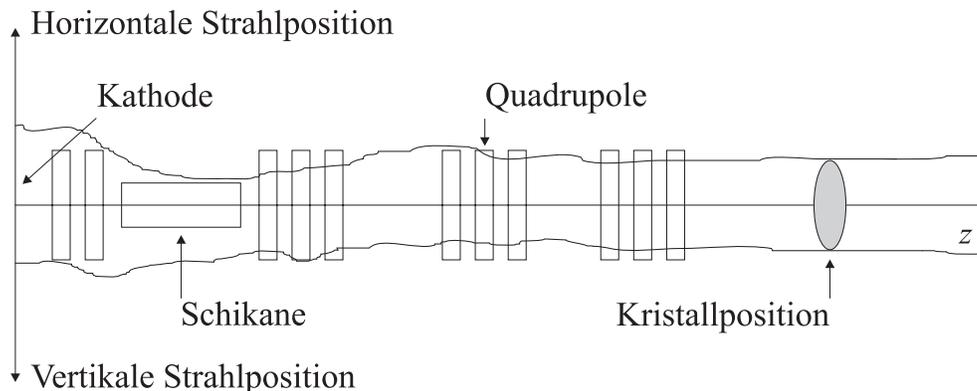
In Kap. 2.2.2 wird die Bedeutung eines parallelen Strahls im Kristall für Channeling begründet. Dieser hängt aber wesentlich von den Einstellungen der optischen Elemente der Strahlführung ab.

Die Abbildungseigenschaften der Solenoiden, Quadrupole und der Schikane des Photo-Injektors werden durch die Stärke ihres Magnetfeldes bestimmt. Da dieses wiederum eine Funktion des an die Strahloptiken angelegten Stroms ist, können durch dessen Variation die Strahleigenschaften direkt beeinflusst werden.

Um im Kristall einen parallelen Strahl zu erreichen, wurden Strahlführungsrechnungen mit dem Programm TRACE 3-D durchgeführt [57]. Dieses berechnet die Strahlenveloppen, d.h., den horizontalen und vertikalen Abstand der Elektronen von der Elektronenstrahlachse  $z$  als Funktion des Ortes im Strahlrohr. Ein paralleler Strahl ist dann durch einen sich nicht ändernden Abstand der Elektronen von  $z$  gegeben.

Abbildung 4.2 skizziert das Ergebnis dieser Rechnungen; die berechneten Einstellungen der einzelnen optischen Elemente sind im Anhang C angegeben.

Die in diesem Kapitel beschriebene Orientierung wurde abschließend durch Messung der unterschiedlichen Intensitäten der Channeling- und Bremsstrahlung überprüft, wodurch die genaue Lage der Achsen und Ebenen im Kristall bestimmt und die Fehler der Justage des Aufbaus korrigiert werden konnten.



**Abb. 4.2:** Berechnete Strahlenveloppen.

Vereinfacht dargestellt sind die horizontale und vertikale Strahlposition beim Durchgang durch die Strahloptik der Kanone, Schikane und Quadrupole. Durch Variation der Ströme dieser optischen Elemente kann an der Kristallposition ein paralleler Strahl erzielt werden, welcher an einem sich nicht ändernden Abstand des Strahls zur Elektronenstrahlachse  $z$  zu erkennen ist.

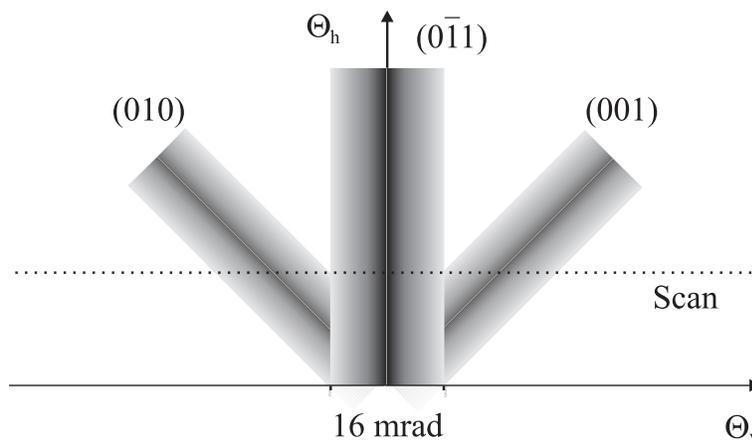
## 4.4 Scan des Si-Kristalls

Zur Messung der unterschiedlichen Channeling- und Bremsstrahlungsintensität wurde der Si-Kristall entlang einer Achse beliebig aus seiner Ausgangsposition gebracht, in Schritten kleiner  $\varphi_{cr}$  entlang der anderen Achse gedreht und die emittierte Strahlung mit AberX detektiert. Dieses Verfahren wird als 'Scan' bezeichnet und stellt sicher, dass bei der gegebenen Orientierung des Kristalls nicht nur die  $\langle 100 \rangle$ -Achse, sondern auch die Lage von Ebenen bestimmt werden (Abb. 4.3), bei deren Durchgang dann mehrere Messpunkte vorliegen.

Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis eines solchen typischen Scans, in der der Si-Kristall um  $\Theta_h = 22.5$  mrad nach vorne verkippt und zwischen  $-40 \text{ mrad} \leq \Theta_v \leq +40 \text{ mrad}$  gedreht wurde. Da die mit AberX gemessene Intensität auf die durch ICT6 bestimmte Anzahl der Ladungsträger im Elektronenpaket normiert wurde, lassen sich folgende Rückschlüsse ziehen:

- *Intensität*

Durch das Kontrastverhältnis von Channeling- zu Bremsstrahlung muss sich nach Gl. (2.21) die Intensität um etwa einen Faktor 2 für diese beiden Strahlungsarten ändern. Damit beschreiben die Bereiche der geringsten Intensität eine beliebige Orientierung des Kristalls, während ein reproduzierbarer Anstieg der Intensität das Erfüllen der Channeling-Bedingung bedeutet. Im vorliegenden Fall liegt die Bremsstrahlungsintensität in den gewählten Einheiten bei 2, während Channeling



**Abb. 4.3:** Ebenen des Si-Kristalls.

Der Kristall wurde entlang  $\Theta_h$  nach vorne verkippt und folgt durch Rotation um  $\Theta_v$  der mit 'Scan' gekennzeichneten Linie. Die schwarzen Bereiche entsprechen dabei der durch  $\varphi_{cr}$  begrenzten Ebenen, während die grauen Schattierungen die durch  $\varphi_{sc}$  auf  $16 \text{ mrad}$  horizontal verbreiterten Channeling-Bedingungen angeben.

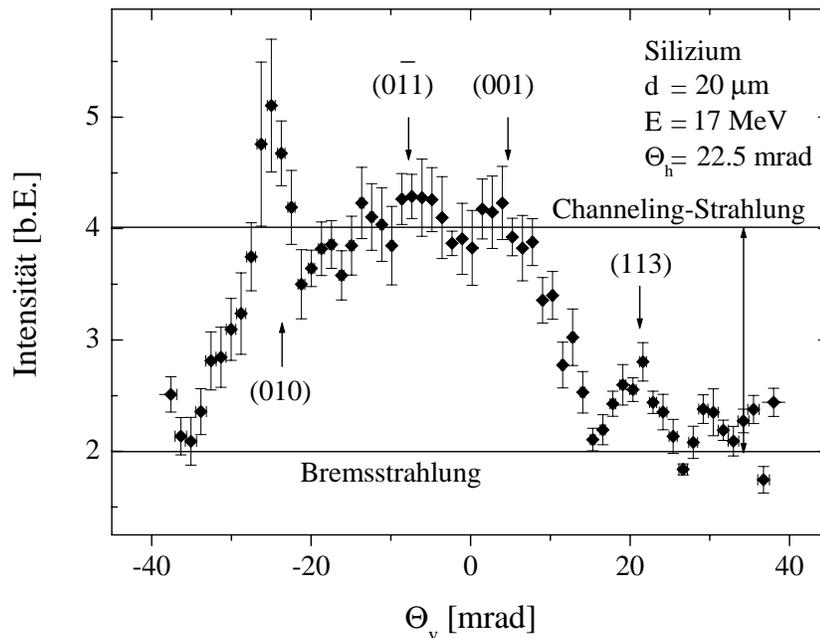
die Intensität auf den Wert 4 ansteigen lässt. Dieses Kontrastverhältnis wird gut für strahlungsintensive Ebenen erfüllt; weiter ausserhalb liegende Ebenen führen zu einem geringeren Anstieg der Intensität [34, 35].

- *Peakbreite*

Der Kristall wurde mit 0.896 mrad in kleineren Schritten als dem kritischen Winkel  $\varphi_{cr}$  gedreht. Dadurch muss die Strahlungsintensität beim Durchgang von Achsen und Ebenen kontinuierlich an- und wieder absteigen. Dies wird z.B. bei der detektierten Channeling-Strahlung unter  $\Theta_v = 20.6$  mrad deutlich. Die Breite dieses Peaks liegt bei 11.3 mrad, was deutlich größer als der kritische Winkel ist. Dies kann allerdings mit dem in Kapitel 2.2.3 eingeführten Aufstreuungswinkel  $\varphi_{sc}$  erklärt werden, der für das hier beschriebene Experiment 16 mrad beträgt. Somit entspricht der Peak dem Durchgang einer Achse oder Ebene.

- *Geometrie*

Auf Grund der Orientierung des Kristalls werden die drei strahlungsintensiven Ebenen (010), (0 $\bar{1}$ 1) und (001) durchfahren, die ebenfalls jeweils einen 16 mrad



**Abb. 4.4:** Scan des Si-Kristalls.

Der Kristall wurde um  $\Theta_h = 22.5$  mrad nach vorne verkippt und im Bereich von  $-40 \text{ mrad} \leq \Theta_v \leq +40 \text{ mrad}$  gedreht. Die gemessene Röntgen-Strahlung wurde auf die Anzahl der Elektronen im Strahlpaket normiert.

breiten Peak im Scan hervorrufen. Falls der Kristall bei optimaler Orientierung aber nur um  $\Theta_h \leq 16$  mrad verdreht wird, überlappen diese Ebenen aus geometrischen Gründen, wie in Abb. 4.3 angedeutet. Da die Breite des mittleren Plateaus 47 mrad beträgt und drei überlappende Ebenen maximal  $3 \cdot \varphi_{sc} = 48$  mrad entsprechen, bedeutet diese Verteilung den Durchgang dreier benachbarter Ebenen.

Werden alle Erkenntnisse zusammengefasst, kann dieser Scan folgendermaßen interpretiert werden. Es wurden die drei strahlungsintensiven Ebenen (010), (0 $\bar{1}$ 1) und (001) bestimmt, deren Mittelpunkte auf der  $\Theta_v$ -Achse bei -25 mrad, -10 mrad und +5 mrad liegen und somit einen Abstand von 15 mrad zueinander haben. Darüber hinaus wurde die weiter ausserhalb liegende Ebene (113) bei 20.6 mrad identifiziert. Auf Grund der Geometrie des Kristallgitters liegt damit die  $\langle 100 \rangle$ -Achse um  $\Theta_v = 10$  mrad und  $\Theta_h = 7.5$  mrad neben der anfänglichen Orientierung. Diese Abweichung kann allerdings dadurch erklärt werden, dass das Goniometer beim Be- und Entlüften des Strahlrohrs seine Position nicht hält, wodurch sich nachträglich die Ausrichtung des Si-Kristalls verändert. Trotz Kenntnis dieser Schwierigkeit kann aber nicht im Vakuum mit dem Laser justiert werden, da dieser das Be-Fenster nicht durchdringt.

Abschließend ist die markante Asymmetrie des Scans bei  $\Theta_v = -22.5$  mrad sehr aufschlussreich. Da die (010)- und die (001)-Ebene physikalisch zur gleichen Ebenenfamilie  $\{100\}$  gehören, müssen sie auch die gleiche Channeling-Intensität hervorbringen. Eine mögliche Erklärung für diese Abweichung wird in Kapitel 5 bei der Diskussion des Experiments gegeben.

## Kapitel 5

# Auswertung des Experiments

Dieses Kapitel stellt die Ergebnisse des im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experiments vor. Dazu werden die spektrale Verteilung und die Photonen- ausbeute der das erste Mal an einem Photo-Injektor nachgewiesenen Channeling-Strahlung diskutiert. Im Anschluss werden die experimentellen Schwierigkeiten, die sich bei der Durchführung des Experiments zeigten, diskutiert und verschiedene Lösungs- ansätze vorgestellt.

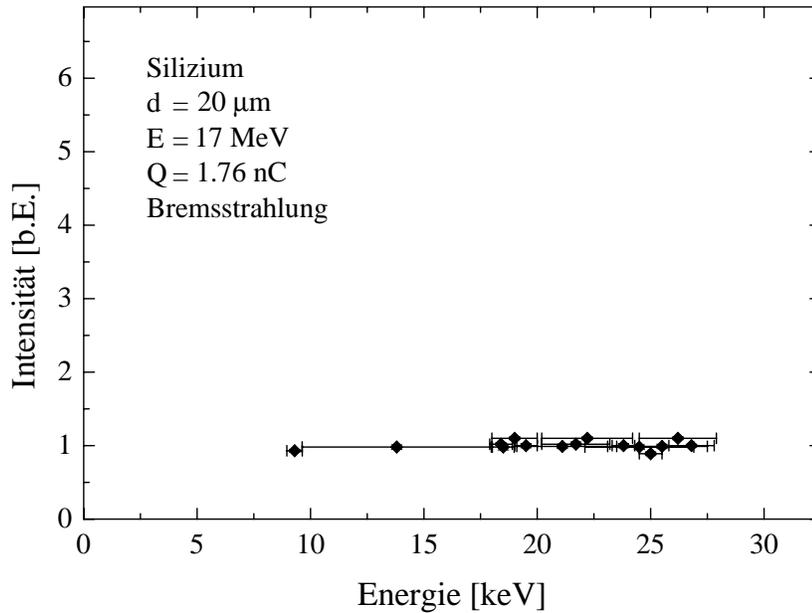
### 5.1 Ergebnisse

Durch den in Kapitel 4 vorgestellten Scan des Si-Kristalls wurde zwar Channeling nachgewiesen, dennoch ist dieses Ergebnis nur dann eindeutig, wenn es durch Spektren der Channeling- und Bremsstrahlung belegt werden kann. Ferner muss für die Ent- scheidung über die Machbarkeit des Crystal Channel Colliders noch die Frage geklärt werden, ob für Channeling bei hohen Ladungsdichten die schon bekannte Linearität der Photonen ausbeute zur Elektronenstrahldichte auch bei den Ladungsdichten von Photo-Injektoren vorliegt.

#### 5.1.1 Energiespektrum

Das Prinzip von AberX basiert auf Differenzmessungen der Röntgen-Transmission ver- schiedener Absorber. Da sich allerdings das kontinuierliche weiße Spektrum der Brems- strahlung im Bereich der Energieauflösung nicht merklich ändert, unterscheiden sich die Signale der CCD-Kamera hinter den einzelnen Absorbieren kaum. Somit liefert AberX keine spektrale Information, was durch Simulationsrechnungen bestätigt wurde, bei denen die Bremsstrahlung mit einem  $1/E$ -Verhalten approximiert wurde.

Das in Abb. 5.1 dargestellte Spektrum wurde aufgenommen, als der Kristall beliebig um beide Achsen des Goniometers im Elektronenstrahl verdreht war und damit nur Bremsstrahlung produziert wurde. Dieses Spektrum unterscheidet sich unwesentlich von dem vorher simulierten.

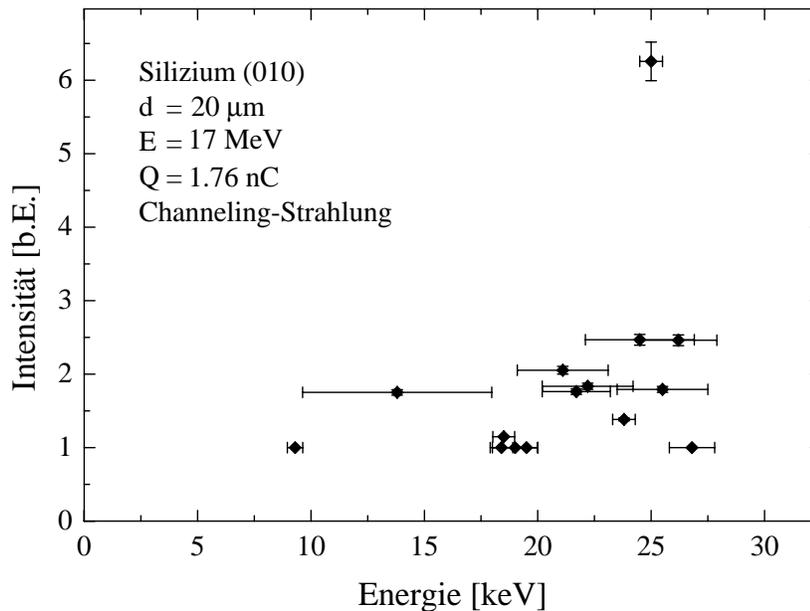


**Abb. 5.1:** Bremsstrahlungsspektrum.

Durch das kontinuierliche Spektrum der Bremsstrahlung kann mit dem Ross-Filter keine spektrale Information bei beliebiger Orientierung des Kristalls zum Elektronenstrahl gemessen werden.

Um eine Energieauflösung mit dem Detektor erzielen zu können, muss sich entweder die Intensität in den benachbarten Energieintervallen der Absorber deutlich unterscheiden oder eine scharfe Linie im Energiebereich eines Absorberpaares vorliegen. Da die Channeling-Strahlung durch drei verschiedene Arten von Übergängen im Kristallpotential emittiert werden kann (Abb. 2.3), lässt sich wie bei der Bremsstrahlung auch hier der kontinuierliche Anteil des Spektrums nicht auflösen. Zusätzlich liegt aber eine diskrete Linie im Energiebereich des Ross-Filters vor, so dass AberX als Detektor für dieses Experiment eingesetzt werden kann.

Das in Abb. 5.2 gezeigte Spektrum wurde bei einer Messung der (010)-Ebene mit 17 MeV Elektronen erzielt. Die Ladung des unkomprimierten Elektronenpakets betrug  $1.76 \pm 0.1$  nC, d.h., die Ladungsdichte war  $(1.1 \pm 0.06) \cdot 10^{10}$   $e^-$ /bunch. Durch die Channeling-Strahlung ist bei  $25 \pm 0.5$  keV eine Intensitätserhöhung erkennbar, so dass dies das erste mit AberX an einem Photo-Injektor ermittelte Channeling-Spektrum ist. Die Linienenergie weicht zwar von der Abschätzung aus Kap. 3.2.4.1 mit 24 keV für die (110)-Ebene ab, dies kann allerdings durch die unterschiedlichen Ebenenfamilien erklärt werden [35].



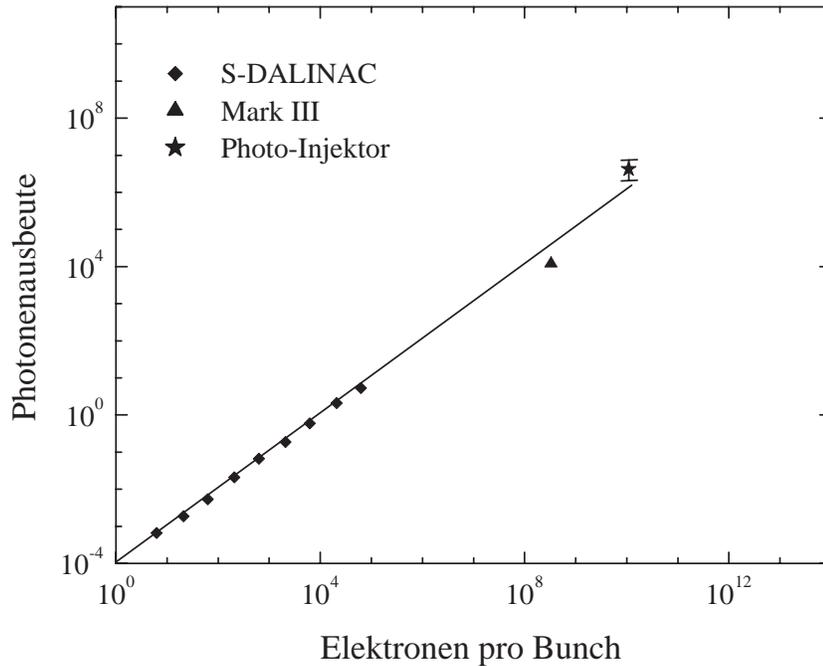
**Abb. 5.2:** Channeling-Spektrum der (010)-Ebene.

Bei diesem gemessenen und vom Untergrund befreiten Spektrum ist deutlich im Intervall um 25 keV eine Intensitätserhöhung durch Channeling erkennbar.

Da mit AberX nur die Differenz der Röntgen-Transmission bestimmt wurde, können diese beiden Spektren derzeit nicht mit einer Angabe der Photonenausbeute in  $[\text{ph}/\text{sr} \cdot \text{s}]$  angegeben werden. Hierfür steht noch eine Eichung des Detektors aus.

### 5.1.2 Gesamtintensität

Neben diesem Nachweis der Channeling-Strahlung ist noch immer die Frage offen, wie sich Channeling bei höchsten Ladungsdichten verhält. Zu deren Klärung wurde die mit AberX bestimmte und vom Untergrund bei beliebiger Kristallorientierung bereinigte Photonenausbeute auf die gesamte Strahlungskeule des in Abb. 5.2 gezeigten (010)-Spektrums extrapoliert und über dessen Intensität integriert. Mit der in [51] bestimmten Eichung des Szintillators von 0.64 Grauwertstufen pro Röntgen-Quant ergibt sich bei  $(1.1 \pm 0.06) \cdot 10^{10} \text{ e}^-/\text{bunch}$  die in Abb. 5.3 mit einem Stern gekennzeichnete Photonenausbeute von  $(4.2 \pm 0.8) \cdot 10^6 \text{ ph}/\text{bunch}$ .



**Abb. 5.3:** Photonenausbeute der Channeling-Strahlung der (010)-Ebene.

Es wurde erstmals nachgewiesen, dass auch bis  $(1.1 \pm 0.06) \cdot 10^{10} \text{ e}^-/\text{bunch}$  die Photonenausbeute der Channeling-Strahlung linear zur Elektronenstrahldichte ist.

Der große relative Fehler von 19% setzt sich dabei aus ca. 5% der Ungenauigkeit der Lichtausbeute des Linsensystems, aus ca. 10% der Effizienzmessung des Detektors und aus weiteren 5% des Raumwinkels zusammen.

Mit diesem Experiment wurde somit die Intensität der Channeling-Strahlung erstmals bei einer um zwei Größenordnungen höheren Ladungsdichte des Elektronenstrahls als der am SLAC nachgewiesen. Aus diesen Messungen wird ersichtlich, dass die Photonenausbeute weiterhin linear zur Ladungsdichte ist, was gut mit der Extrapolation der gängigen Theorie übereinstimmt.

Ferner war selbst nach monatelangem Strahlbetrieb keine äußerliche Beschädigung am Kristall erkennbar [58]. Auch die Zerstörung der Kristallstruktur kann ausgeschlossen werden, da diese Ergebnisse mehrmals reproduziert wurden. Diese Tatsache steht allerdings im Widerspruch zu den Ergebnissen am SLAC [26], die bei  $I_{av} = 9 \mu\text{A}$ ,  $I_{peak} = 50 \text{ A}$  und  $10^8 \text{ e}^-/\text{bunch}$  eine Zerstörung des  $50 \mu\text{m}$  Si-Kristalls beobachteten.

Für die Zielsetzung der Plasmabeschleunigung lässt sich also festhalten, dass bis zu einer Ladungsdichte von  $1.1 \cdot 10^{10} \text{ e}^-/\text{bunch}$  keine Limitation des Beschleunigungsfeldes erreicht wird.

## 5.2 Diskussion

Bei Durchführung dieses Experiments zeigen sich aber einige Schwierigkeiten, die im Vorfeld nicht absehbar waren und deswegen sehr aufschlussreich für Experimente mit Röntgen-Strahlung an Photo-Injektoren sind. Diese sollen jetzt in den folgenden drei Unterkapiteln aufgezeigt und diskutiert werden.

### 5.2.1 Instabilität des Strahls

Als eine Schwierigkeit stellt sich die Instabilität des Elektronenstrahls heraus, die durch eine Positionsveränderung von bis zu 5 mm auf sämtlichen OTR-Targets des Beschleunigers beobachtet werden kann.

Die Ursache hierfür liegt einerseits im Lasersystem, welches selbst im gut klimatisierten Labor sehr temperaturempfindlich ist. Die daraus resultierende Bewegung des Laserstrahls und der damit unterschiedliche Auftreffort des Lasers auf der Kathode [59] hat zur Folge, dass die Photoelektronen unter verschiedenen Winkeln in die Strahloptik gelangen. Diese ist aber derzeit als Folge der zahlreichen Änderungen im Testbetrieb für TESLA nicht komplett mittig ausgerichtet, so dass eine kleine Änderung der Strahlage an der Kanone auf dem Weg zum Channeling-Messplatz massiv verstärkt wird. Die weiteren Schwankungen der Magnetfelder und der Feldamplituden in der Kanone, der HF-Struktur und den Strahlführungselementen verstärken diesen Effekt zusätzlich. Begründet werden kann dies mit der Tatsache, dass die gesamte Elektrik mit der des Tevatrons verbunden ist, so dass beliebige Änderungen dort sofort in Amplitudenschwankungen am Photo-Injektor resultieren.

Hier stellt die Ausrichtung sämtlicher Magnete zwar ein zeitaufwendiges, aber dennoch lösbares Problem dar. Die Elektrik des Photo-Injektors von der des Tevatrons zu separieren ist prinzipiell möglich, führt aber wohl zu einer wochenlangen Stilllegung beider Beschleuniger. Im Hinblick auf zukünftige Experimente ist im Gegensatz dazu die Instabilität des Lasers besonders bei Erhöhung der Intensität ein grundsätzliches Problem. Aus diesem Grund beschränken sich die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse auf Messungen bei ca. 1 nC pro Bunch.

### 5.2.2 Einfluss des Dunkelstroms

Die zweite Schwierigkeit zeigt sich im Dunkelstrom des Photo-Injektors, d.h., im Strom derjenigen beschleunigten Elektronen, die nicht durch den Laser aus der Kathode gelöst werden.

Weil von AberX die minimale Belichtungszeit 10 ms beträgt, auf die aber nicht mit der jetzigen Software akkumulierend getriggert werden kann, muss für eine ausreichende Statistik in der Aufnahme die CCD-Fläche mindestens 10 s lang belichtet werden. Da der Dunkelstrom allerdings nicht auf die einzelnen Elektronenpakete beschränkt ist, sondern permanent vorliegt, wird bei der langen Belichtungszeit von AberX der Kontrast der Aufnahme auf Grund der Zeitstruktur des Elektronenstrahls massiv verschlechtert. Je nach eingestellter Feldstärke an der Kanone und Laserintensität beträgt der prozentuale Anteil des Dunkelstroms am Gesamtstrom bis zu 50% und da dieser ferner statistisch verteilt ist, wird er unterschiedlich durch die Strahloptik transportiert. Dadurch trifft er auch z.T. auf die Wände des Strahlrohrs und produziert zusätzliche Bremsstrahlung, die dann auf AberX fällt.

Die Ursache des Dunkelstroms ist nicht völlig geklärt. Der größte Anteil wird der Kathode zugeschrieben, da genaue Untersuchungen ihrer Oberfläche zeigen, dass diese durch einen längeren Einsatz porös und uneben wird [60]. Durch das hohe Feld an der Kathode wird vermutet, dass Elektronen dann leichter von ihr 'abgesaugt' werden, was durch Beobachtungen über längere Zeitperioden bestätigt wird, die eine Zunahme des Dunkelstroms zeigen.

Neben der Bremsstrahlung verursacht der Dunkelstrom aber auch noch einen weiteren Effekt. So werden die Spiegel, die den Laser auf die Kathode leiten, elektrostatisch aufgeladen, wodurch der wenige Millimeter versetzt passierende Elektronenstrahl abgestoßen wird, was wiederum in einer Instabilität des Strahls resultiert.

Damit kann die Asymmetrie in Abb. 4.4 durch die Zunahme der Bremsstrahlung auf Grund des Dunkelstroms und die Instabilität des Elektronenstrahls erklärt werden. Bei Wiederholung dieser Messung wurde der überhöhte Peak bei  $\Theta_v = -22.5$  mrad nicht mehr reproduziert.

Für nachfolgende Experimente wäre demnach eine konzeptionelle Änderung des Beschleunigers erforderlich. Um den Laser mitsamt seinen Spiegeln vom Elektronenstrahl zu separieren, könnte eine weitere Schikane erstellt werden. Durch den regelmäßigen Wechsel der Kathode könnte deren Zerstörung vermieden werden, während ihre Neuentwicklung einen anderen Ansatz bedeutet. Allerdings können diese Schwierigkeiten auch durch Änderungen am experimentellen Aufbau umgangen werden.

### 5.2.3 Apparative Lösungsansätze

Es gibt mehrere Möglichkeiten, um die Channeling-Strahlung vom immensen Bremsstrahlungsuntergrund experimentell zu separieren. Einerseits bietet sich der Einsatz eines HOPG-Kristalls (Hochorientierter Pyrolytischer Graphit) hinter dem Si-Kristall an. Dieser filtert einen Energiebereich der Röntgen-Strahlung durch Reflexion in der Bragg-Bedingung unter einem kleinen Winkel heraus. Da die Energie der reflektierten Photonen mit der Kristallorientierung gegeben ist, würde hierfür ein Photomultiplier als Detektor ausreichen. Eine Überprüfung des Spektrums mit AberX erscheint aber angesichts der oben angesprochenen Strahlinstabilität notwendig zu sein. Ferner muss zur Ausrichtung des HOPG-Kristalls ein weiteres Goniometer und eine Vorrichtung zur Verschiebung des Detektors entwickelt werden, um ein breites Energiespektrum aufzunehmen. Weil darüber hinaus die Reflektion am HOPG-Kristall nur unter ca.  $4^\circ$  erfolgt, muss der Detektor zudem so weit wie möglich nach hinten versetzt werden, so dass diese beiden Strahlungskeulen eindeutig voneinander getrennt werden. Durch den vergrößerten Abstand verringert sich aber wiederum die Zählrate, so dass sich die Messzeit verlängert. Dies wird derzeit durch die Instabilität des Strahls erschwert.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, einen ortsauflösenden Photomultiplier zu verwenden, da dieser im Nanosekundenbereich annähernd auf die einzelnen Bunche getriggert werden kann. Für eine Energieauflösung müsste er ferner mit auswechselbaren Absorbern des Ross-Filters kombiniert werden, so dass durch mehrere Einzelmessungen ein breites Energiespektrum erzielt werden kann. Hier stellt sich allerdings wiederum die Schwierigkeit der Instabilität des Strahls. Trotzdem ist die Entwicklung des Systems für weiterführende Experimente sinnvoll.

Den vielversprechendsten Ansatz bietet das Triggern von AberX, da dieser als einziger Detektor das gesamte Spektrum in einer Messung bestimmen kann. Hierfür müsste eine ICCD-Kamera (Intensified CCD) eingesetzt werden, die auch im Nanosekundenbereich durch einen elektronischen Verschluss getriggert werden kann [61]. Damit könnte der aktuelle Aufbau am FNAL bestehen bleiben, weil die Strahlinstabilität damit keine so große Bedeutung mehr besitzt.

Bevor die Messungen mit höheren Ladungsdichten fortgeführt werden können, ist also eine Verbesserung des Photo-Injektors zwingend erforderlich. Wenn die jetzigen Schwierigkeiten allerdings vollständig gelöst sind, würde für Experimente mit hohen Ladungsdichten am FNAL ein exzellenter Beschleuniger zur Verfügung stehen. Dann muss auch der in Kapitel 3 vorgestellte experimentelle Aufbau nicht mehr geändert werden.

## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Das im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Experiment wurde vor dem Hintergrund des Crystal Channel Colliders durchgeführt, der die Plasmabeschleunigung in Kristallen mit dem Effekt des Channeling verbindet. Weil für dieses Konzept als Voraussetzung Channeling bei hohen Ladungsdichten vorliegen muss, dies aber weder theoretisch noch experimentell bekannt war, wurde für dessen Nachweis ein neuer Experimentierplatz am Photo-Injektor des FNAL konzipiert und aufgebaut.

Die Messungen mit einem  $20\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumkristall ergaben bei einer Energie von  $17\ \text{MeV}$  und einer Ladung von  $1.76 \pm 0.1\ \text{nC}$  pro Bunch im Spektrum der  $(010)$ -Ebene eine Linienenergie von  $25 \pm 0.5\ \text{keV}$ . Die Photonenausbeute der Channeling-Strahlung wurde dabei mit  $(4.2 \pm 0.8) \cdot 10^6\ \text{ph/bunch}$  bestimmt, so dass Channeling erstmals bei Ladungsdichten von  $(1.1 \pm 0.06) \cdot 10^{10}\ \text{e}^-/\text{bunch}$  nachgewiesen und die Linearität der Photonenausbeute zur Elektronenstrahldichte auch für diese Größenordnungen demonstriert wurde. Weil dies genau den Voraussetzungen des Crystal Channel Colliders entspricht, werden die folgenden weiterführenden Experimente vorgeschlagen.

Da das erwartete Beschleunigungsfeld  $E_z$  proportional zur Ladung  $Q$  des Elektronenpakets ist, sollte nach Beheben der Strahlinstabilität des Photo-Injektors die Ladung eines Pulses auf  $12\ \text{nC}$  erhöht und dann Channeling nachgewiesen werden. Weil darüber hinaus  $E_z$  auch reziprok abhängig ist zur Pulslänge  $\sigma_z$  in Propagationsrichtung, könnte anschließend mit der magnetischen Schikane der Bunch longitudinal um einen Faktor 2-5 verkürzt werden. Über die Bedingungen  $\sigma_r \leq 1/k_p$  und  $\sigma_z \leq 2/k_p$  könnte mit dem zusätzlichen Einsatz von Solenoiden das Beschleunigungsfeld im Kristall weiter gesteigert werden, so dass insgesamt mit dem Photo-Injektor des FNAL ein maximales Beschleunigungsfeld von  $0.01\ \text{GV/cm}$  möglich wäre [62].

Da die Elektronen dieses Feld auf  $20\ \mu\text{m}$  durchlaufen, gewinnen sie eine Energie von  $20\ \text{keV}$ . Auf Grund des Dunkelstroms und der Energieunschärfe des Elektronenstrahls von  $100\ \text{keV}$  kann dies allerdings weder mit dem Spektrometer-Magneten noch im Channeling-Spektrum nachgewiesen werden. Um nun dennoch in einem Kristall die Plasmabeschleunigung von Elektronen nachzuweisen, bieten sich mehrere Alternativen an. Einerseits könnte der Kristall dicker gewählt werden, was die Beschleunigungsstrecke verlängern würde. Im Hinblick auf die Diskussion in Kap. 2.2.3 werden damit

aber die Elektronen stärker aufgestreut, wodurch die Plasmadichte und damit die Beschleunigung limitiert wird, so dass dieser Weg nicht beschritten werden kann.

Da  $E_z$  von den Parametern des Elektronenpakets abhängig ist, würde eine um Größenordnungen höhere Ladungsdichte bei zugleich viel kürzeren Pulsen eine effektivere Beschleunigung hervorbringen. Da dies aber selbst mit einem anderen Photo-Injektor derzeit nicht möglich ist, muss auch das ausgeschlossen werden.

Damit bietet sich derzeit nur die dritte durch theoretische Rechnungen bereits verifizierte Möglichkeit der Kombination aus PWFA und LWFA an, indem ein zusätzlicher Laser die Bildung einer Plasmawelle unterstützt [22]. Für die experimentelle Umsetzung hiervon bleiben aber dennoch zwei Aspekte zu beachten. Zum einen kann wegen der Absorption des Lasers im Kristall, die eine Funktion der Wellenlänge ist, nicht jedes Lasersystem verwendet werden. Zum anderen limitiert die Ablationsschwelle des Siliziums bei wenigen  $\text{J}/\text{cm}^2$  [63] über die Intensität und die Laserpulsdauer wiederum das Beschleunigungsfeld. Trotzdem könnte die Kombination der beiden Varianten nicht nur zu einer im Vergleich der Plasmabeschleunigung in Gasen hervorragenden Strahlqualität, sondern auch zu höheren Beschleunigungsfeldern führen. Und dies würde im Hinblick auf zukünftige Beschleunigungstechnologien den Crystal Channel Collider zum vielversprechendsten Kandidaten machen, so dass dieses Konzept weiterverfolgt werden sollte.

## Anhang A

# Technische Zeichnung des Photo-Injektors

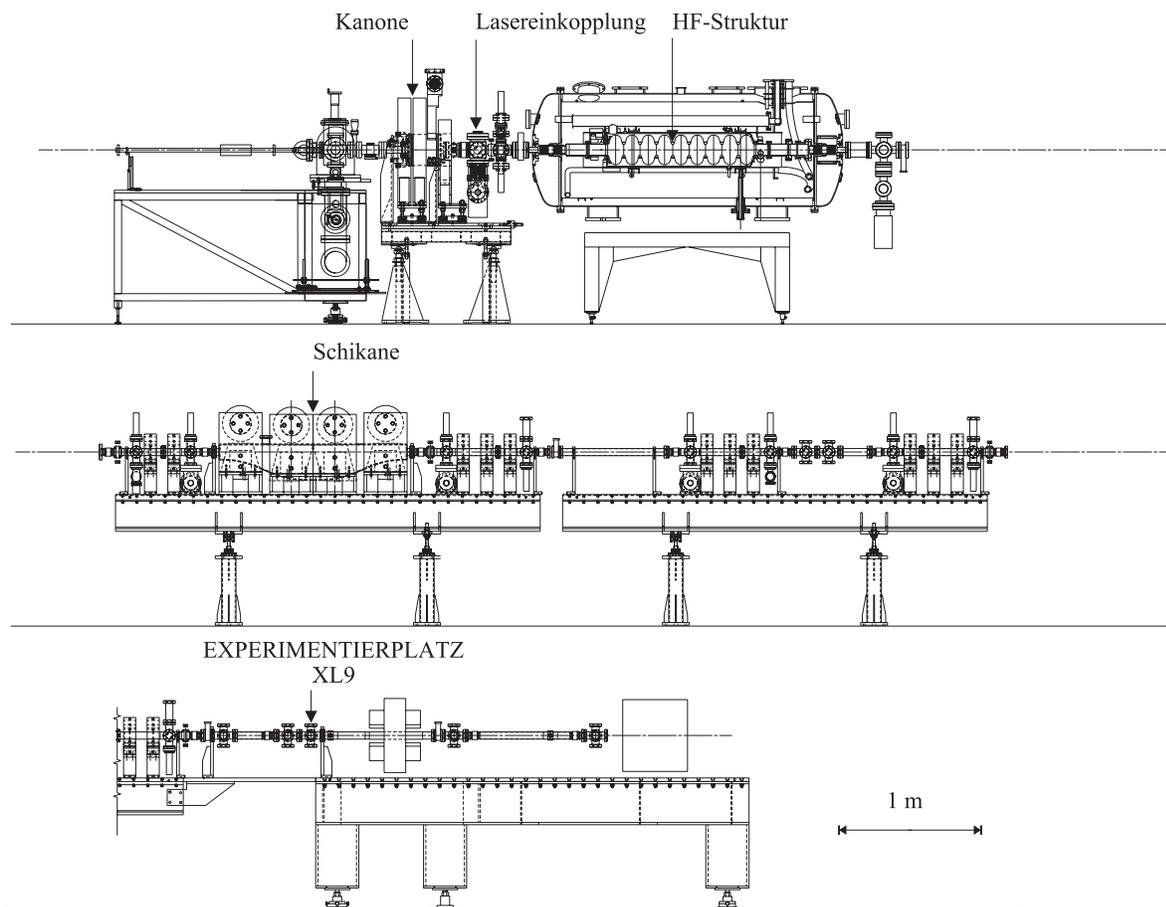
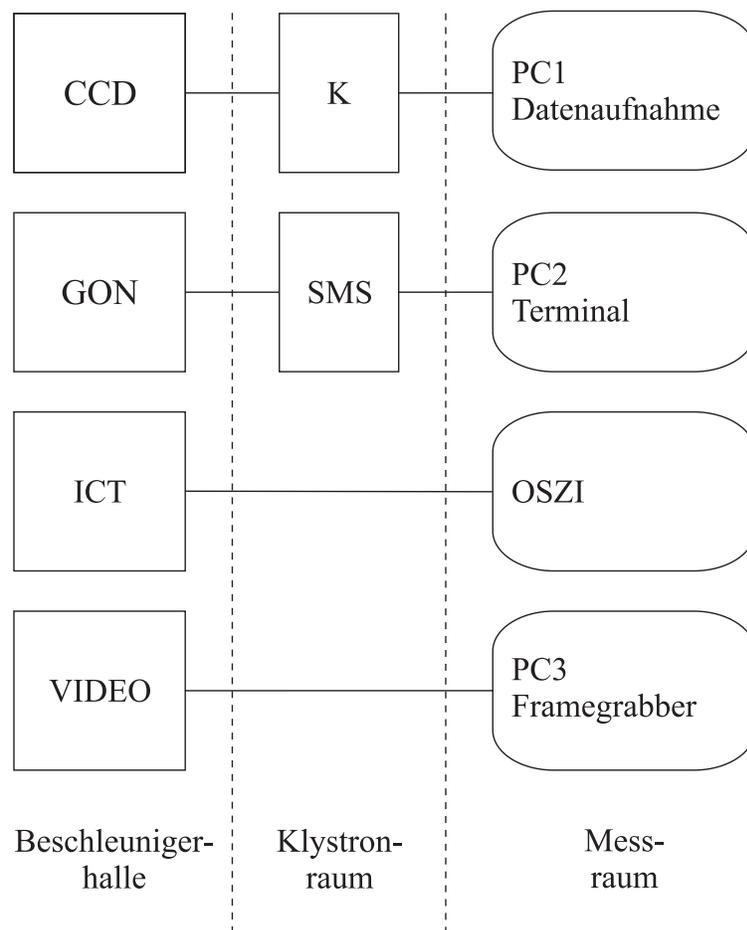


Abb. A.1: Technische Zeichnung des Photo-Injektors.

## Anhang B

### Blockschaltbild der Datenaufnahme



CCD	-	AberX	K	-	CCD-Steuergerät
GON	-	Goniometer	SMS	-	Schrittmotorsteuerung
ICT	-	Integrating Current Transformer	OSZI	-	Oszillograph
VIDEO	-	Kamera	PC	-	Personal Computer

**Abb. B.1:** Blockschaltbild der Datenaufnahme.

## Anhang C

# Angaben für Strahleinstellung

Für die Strahlführungsrechnungen wurde das von der Los Alamos Accelerator Code Group (USA) entwickelte und vertriebene FORTRAN Programm TRACE 3-D verwendet [57]. Die abstrakten Angaben der optischen Elemente sind in nachfolgender Tabelle auf die am Steuerungsrechner des Photo-Injektors verwendete Software umgerechnet worden und entsprechen somit den tatsächlichen Einstellungen. Diese können allerdings je nach angelegtem Feld an der Kathode und der HF-Struktur geringfügig von den unten angegebenen Werten abweichen.

**Tab. C.1:** Strahleinstellung des Photo-Injektors.

<i>Optik</i>	<i>Verstärkung</i>	<i>Beschreibung</i>	<i>Einstellung</i>	<i>Einheit</i>
_MULT_	1.000	MULT CONTROLLER	<b>3.000</b>	N/A
SOLMN	1.000	SOLENOID MAIN	<b>228.972</b>	A
SOLBUC	1.000	SOLENOID BUCKING	<b>228.637</b>	A
SOLSEC	1.000	SOLENOID SECONDARY	<b>228.901</b>	A
PSPECT	1.000	SPECTROMETER PS	<b>9.129</b>	A
FLAGS	...	...	...	...
HTAX02	1.000	HT after X02 (TS)	<b>0.200</b>	AMPS
VTAX02	1.000	VT after X02 (TS)	<b>-0.500</b>	AMPS
HTBX03	1.000	HT after X03 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
VTBX03	1.000	VT after X03 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS

Fortsetzung Tab. C.1

<i>Optik</i>	<i>Verstärkung</i>	<i>Beschreibung</i>	<i>Einstellung</i>	<i>Einheit</i>
Q02AX3	-1.000	Q02 after X3	<b>0.000</b>	AMPS
_MULT_	1.000	mult controller	<b>2.000</b>	N/A
Q01AX3	1.000	Q01 after X3	<b>0.000</b>	AMPS
HTAX04	1.000	HT after X04 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
VTAX04	1.000	VT after X04 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
HTBX05	1.000	HT before X05 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
VTBX05	1.000	VT before X05 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
_MULT_	0.100	mult controller	<b>3.000</b>	N/A
Q03AX5	1.000	Q03 after X5	<b>0.815</b>	AMPS
Q04AX5	-2.000	Q04 after X5	<b>-1.642</b>	AMPS
Q05AX5	1.000	Q05 after X5	<b>0.815</b>	AMPS
HTAX06	1.000	HT after X06 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
VTAX06	1.000	VT after X06 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
HTBXL1	1.000	HT before XL1 (TS)	<b>-0.400</b>	AMPS
VTBXL1	1.000	VT before XL1 (TS)	<b>-0.900</b>	AMPS
_MULT_	0.100	mult controller	<b>3.000</b>	N/A
Q6AXL1	1.000	Q06 after XL1	<b>0.810</b>	AMPS
Q7AXL1	-2.000	Q07 after XL1	<b>-1.597</b>	AMPS
Q8AXL1	1.000	Q08 after XL1	<b>0.810</b>	AMPS
HTAXL4	1.000	HT after XL4 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
VTAXL4	1.000	VT after XL4 (TS)	<b>0.070</b>	AMPS
_MULT_	0.100	mult controller	<b>3.000</b>	N/A
Q9AXL5	1.000	Q09 after XL5	<b>0.000</b>	AMPS
Q10AL5	-2.000	Q10 after XL5	<b>0.000</b>	AMPS
Q11AL5	1.000	Q11 after XL5	<b>0.000</b>	AMPS
HTBXL8	1.000	HT before XL8 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
VTBXL8	1.000	VT before XL8 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
HTAXS1	1.000	HT after XS1 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS
VTAXS1	1.000	VT after XS1 (TS)	<b>0.000</b>	AMPS

# Literaturverzeichnis

- [1] J.W. Rohlf, *Modern Physics from  $\alpha$  to  $Z^0$* , John Wiley & Sons, Inc. (1994).
- [2] B. Wiik in : *Proceedings of the Eighth Workshop on RF Superconductivity I*, LNL-INFN 133 (1998).
- [3] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, J. Wiley & Sons, Inc. (1996).
- [4] R. Hofstadter, HEPL Report **560** (1968).
- [5] T. Tajima, J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [6] H. Nakanishi, A. Enomoto, A. Ogata, K. Nakajima, D. Whittum, Y. Yoshida, T. Ueda, T. Kobayashi, H. Shibata, S. Tagawa, N. Yugami, Y. Nishida, Nucl. Instrum. Meth. **A328**, 596 (1993).
- [7] C.E. Clayton, K.A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W.P. Leemans, R. Williams, C. Joshi, Phys. Rev. Lett. **70**, 37 (1993).
- [8] M. Everett, A. Lal, D. Gordon, C.E. Clayton, K.A. Marsh, C. Joshi, Nature **368**, 527 (1994).
- [9] N.A. Ebrahim, J. Appl. Phys. **76**, 7645 (1994).
- [10] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, G. Joyce, Appl. Phys. Lett. **53**, 2146 (1988).
- [11] A. Ting, E. Esarey, P. Sprangle, Phys. Fluids B **2**, 1390 (1990).
- [12] V.I. Berezhiani, I.G. Murusidze, Phys. Lett. A **148**, 338 (1990).
- [13] C. Joshi, T. Tajima, J.M. Dawson, H.A. Baldis, N.A. Ebrahim, Phys. Rev. Lett. **47**, 1285 (1981).
- [14] J.B. Rosenzweig, D.B. Cline, B. Cole, H. Figueroa, W. Gai, R. Konecny, J. Norem, P. Schoessow, J. Simpson, Phys. Rev. Lett. **61**, 98 (1988).
- [15] J.B. Rosenzweig, P. Schoessow, B. Cole, W. Gai, R. Konecny, J. Norem, J. Simpson, Phys. Rev. A. **39**, 1586 (1989).
- [16] J.B. Rosenzweig, P. Schoessow, B. Cole, C. Ho, W. Gai, R. Konecny, S. Mtingwa, J. Norem, M Rosing, J. Simpson, Phys. Fluids B. **2**, 1376 (1990).

- [17] K. Nakajima, A. Enomoto, H. Kobayashi, H. Nakanishi, Y. Nishida, A. Ogata, S. Ohasawa, T. Oogoe, T. Shoji, T. Urano, Nucl. Instrum. Meth. **A292**, 12 (1990).
- [18] A.K. Berezin, Y.B. Fainberg, V.A. Kiselev, A.F. Linnik, V.V. Ushkov, V.A. Balakirev, I.N. Onishchendo, G.L. Sidelnikov, G.V. Sotnikov, Fizika Plazmy **20**, 663 (1994).
- [19] F. Amiranoff, J. Ardonneau, M. Bercher, D. Bernard, B. Cros, A. Debraine, J. M. Dieulot, J. Fusellier, F. Jacquet, J.M. Joly, M. Juillard, G. Matthieussent, P. Matricon, P. Mine, B. Montes, P. Mora, R. Morano, J. Morillo, F. Moulin, P. Poilleaux, A. Specka, C. Stenz in : *Advanced Accelerator Concepts*, Ed. P. Schoessow, AIP Conf. Proc. **335** (1995).
- [20] J. Lindhard, K. Dan. Vidensk. Selesk. Mat. Fys. Medd. **34**, 1 (1965).
- [21] H. Genz, L. Groening, P. Hoffmann-Stascheck, A. Richter, M. Höfer, J. Hormes, U. Nething, J.P.F. Sellschop, C. Toepffer, M. Weber, Phys. Rev. B **53**, 8922 (1996).
- [22] P. Chen, R. J. Noble in : *Advanced Accelerator Concepts*, Ed. S. Chattopadhyay, AIP Press C **398** (1997).
- [23] M.C. Steele, *Wave Interactions in Solid State Plasmas*, McGraw-Hill (1969).
- [24] A. Breizman in : *Coherent Radiation Generation and Particle Acceleration*, Ed. A. Prokhurov, AIP Press, **263** (1992).
- [25] D.A. Edwards, *TESLA Test Facility Linac – Design Report*, TESLA 95-01, DESY (1995).
- [26] R.H. Gary, A.S. Fisher, R.H. Pantell, J. Harris, M.A. Piestrup, Phys. Rev. Lett. B **42**, 7 (1990).
- [27] J.-P. Carneiro, N. Barov, R.A. Carrigan, P. Colestock, H.T. Edwards, M.J. Fitch, S. Fritzler, W. Hartung, K. Koepke, Nucl. Instrum. Meth., in press (2000).
- [28] E. Esarey, P. Sprangle, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 2 (1996).
- [29] J. Stark, Phys. Z. **13**, 973 (1912).
- [30] C. Lehmann, G. Leibfried, J. Appl. Phys. **34**, 2821 (1963).
- [31] J. Lindhard, Phys. Lett. **12**, 126 (1964).
- [32] D.S. Gemmel, Rev. Mod. Phys. **46**, 129 (1974).
- [33] M.A. Kumakhov, R. Wedell, *Radiation of Relativistic Light Particles during Interaction with Single Crystals*, Spektrum Akademischer Verlag (1991).

- [34] W. Lotz, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, D17 (1990).
- [35] U. Nething, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, D17 (1994).
- [36] M. Weber, Dissertation, Universität Erlangen (1995).
- [37] I. Reitz, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, unveröffentlicht (1999).
- [38] P. Hoffmann–Stascheck, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, D17 (1996).
- [39] C. Caso *et. al.*, *Review of Particle Physics*, *The European Physical Journal* **C3** (1998).
- [40] J.U. Andersen, E. Bonderup, R.H. Pantell, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33**, 453 (1983).
- [41] R.K. Klein, J.O. Kephart, R.H. Pantell, H. Park, N.L. Berman, R.L. Swent, S. Datz, R.W. Faerick, *Phys. Rev. Lett. B* **31**, 68 (1985).
- [42] H. Genz, H.-D. Gräf, P. Hoffmann, W. Lotz, U. Nething, A. Richter, H. Kohl, A. Weickenmeier, W. Knüpfner, J.P.F. Sellschop, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2756 (1990).
- [43] H.T. Edwards, priv. Mitteilung (1999).
- [44] M.J. Fitch, PhD thesis, University of Rochester, in Vorbereitung.
- [45] E.R. Colby, PhD thesis, University of California at Los Angeles (1997).
- [46] J.-P. Carneiro, These de Doctorat de l'Université Paris XI, in Vorbereitung.
- [47] B.L. Berman in : *Coherent Radiation Sources*, Springer-Verlag (1985).
- [48] Viginia Semiconductor Inc., Herstellerangaben (1999).
- [49] KETEK GmbH, Herstellerangaben (1999).
- [50] V.V. Morokhovskiy, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, D17 (1998).
- [51] J. Freudenberger, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, D17 (1999).
- [52] Princeton Instruments, Herstellerangaben (1995).
- [53] H. Morneburg, *Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik*, Publicis-MCD-Verlag (1995).
- [54] P.A. Ross, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 425 (1926).

- [55] B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis, Atomic Data and Nuclear Data Tables **54**, 181 (1993),  
[http://www-crxo.lbl.gov/optical\\_constants](http://www-crxo.lbl.gov/optical_constants).
- [56] W.M.J. Veigele, Atomic Data Tables, **5**, 1 (1973).
- [57] Los Alamos Accelerator Code Group (1996).
- [58] R.A. Carrigan Jr., priv. Mitteilung (2000).
- [59] M.J. Fitch, priv. Mitteilung (1999).
- [60] P. Michelato, priv. Mitteilung (1999).
- [61] J. Freudenberger, priv. Mitteilung (1999).
- [62] N. Barov, priv. Mitteilung (2000).
- [63] K.R. Chen, J.N. Lebeuf, R.F. Wood, D.B. Gohegan, J.M. Donato, C.L. Liu, A.A. Puretzky, Appl. Surf. Sci. **96–98**, 45 (1996).

## Danksagung

Abschließend will ich all jenen danken, ohne die es diese Arbeit nie gegeben hätte.

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Andreas Zilges für die Vergabe des sehr interessanten und zukunftsweisenden Themas bedanken. Sein Vertrauen, mich über sieben Monate eigenverantwortlich ans FNAL in Chicago zu schicken, war für mich stets ein großer Ansporn. Die weiteren Entsendungen nach Kardamily (Griechenland), Dresden, Hamburg und Weschnitz waren für mich und diese Arbeit prägend.

Herrn Dr. Harald Genz danke ich für die koordinierende Betreuung und vielfältige Unterstützung während dieser Arbeit. Insbesondere seine Ratschläge für Präsentationen waren für mich sehr wertvoll.

Bei Herrn Dr. Jörg Freudenberger will ich mich besonders für seine freundschaftliche und kompetente Unterstützung bedanken. Auch wenn sich unsere Zeit am IKP nicht überschneiden hat, stand er mir immer in der einen oder anderen Email hilfreich zur Seite. Ebenso war es durchaus keine Selbstverständlichkeit, eigens für die Strahlzeit aus Deutschland anzureisen.

For the great opportunity to do this exciting experiment at FNAL I am indebted to Prof. Dr. Richard A. Carrigan, Jr.. His faith in me and the possibility to use any facility on and off site helped me every single day.

I am particularly grateful to Dr. Helen T. Edwards for incorporating me in her group, the support and many discussions. Her way of physics impresses and fascinates me a lot.

Jean-Paul Carneiro, Michael J. Fitch and Dr. Walter H. Hartung I would like to thank for admitting me to their team. They taught me how to run the photo-injector and were always prepared to help me at any time during day or night, vacation or workday.

For advising me to the magical world of plasmas I am indebted to Dr. Nickolai Barov. I enjoyed a lot our fascinating discussions where he guided me through many troubles.

I am thankful to Wade SP Muranyi for his willingness to help me at any problem concerning the assembly (and cleaning) of the beamline. His attitude towards work extended in any case his actual duties.

Furthermore I would like to thank the entire staff at FNAL for the fascinating time I spent with them.

Dr. Loren Thompson I would like to thank for the opportunity to make the Laue-images at ANL.

Allen Mitgliedern des IKP danke ich für die sehr freundschaftliche Aufnahme nach meiner Rückkehr vom 'out-of-area-Einsatz' in den USA. Insbesondere danke ich Herrn Dipl.Phys. Marco Brunken, Herrn Dr. Joachim Enders, Herrn Dr. Hans-Dieter Gräff, Herrn Dipl.Phys. Stephan Kostial, Frau cand.phys. Monica Pantea und Frau Dipl.Phys. Simone Richter für die Diskussionen und Ratschläge rund um die Physik, Fertigstellung dieser Arbeit und den Teamgeist.

Nicht zuletzt danke ich sowohl meinen Eltern als auch meinen weiteren Freunden für die Unterstützung, welche sie mir nie während meiner gesamten Ausbildung verwehrt haben.

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Arbeit selbständig von mir verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel eingesetzt wurden.

Darmstadt, im Juli 2000

Sven Fritzer